

**Experiment zur
Messung des Ladungsradius
des Protons am S-DALINAC
und
Untersuchung der Feinstruktur von
Riesenresonanzen in ^{28}Si , ^{48}Ca und ^{166}Er
mit Hilfe der Waveletanalyse**

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte

D i s s e r t a t i o n

angefertigt von

M.Sc. Inna Pysmenetska
aus Kharkiv (Ukraine)

Darmstadt 2009

D 17

Referent:	Professor Dr. rer. nat. Dr. h.c. mult. A. Richter
Korreferent:	Professor Dr. rer. nat. J. Wambach
Tag der Einreichung:	30.06.2009
Tag der Prüfung:	22.07.2009

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit besteht aus zwei Teilen. Im ersten Teil wird ein neuartiges Experiment zur Messung des Ladungsradius des Protons am S-DALINAC diskutiert. Hierfür wurde ein Aufbau basierend auf Halbleiterdetektoren entwickelt. Im Vergleich zu bisherigen Experimenten erlaubt dieser eine simultane Messung der Impulsübertragsabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für elastische Elektronenstreuung am Proton. Zur Untersuchung des in einem Testexperiment beobachteten erheblichen Untergrunds durch Elektronen und Bremsstrahlung wurden mehrere Koinzidenzverfahren getestet: Der Einsatz von ΔE -E Teleskopen, die Flugzeittrennung mit einem gepulsten Strahl und die Pulsformdiskriminierung. Die Kombination dieser Methoden erlaubt unter allen Streuwinkeln eine Reduktion des Untergrundes, die eine erfolgreiche Messung möglich macht. Die zu erwartenden Ergebnisse wurden für den gesamten Aufbau mit Monte-Carlo Simulationen untersucht und die Abhängigkeit der erreichbaren Genauigkeit von verschiedenen Parametern (Strahl- und Detektorgeometrie, Targeteigenschaften) studiert.

Der zweite Teil dieser Arbeit beschreibt die Untersuchung der Feinstruktur von Riesenresonanzen in ^{28}Si , ^{48}Ca und ^{166}Er mit Waveletmethoden. Eine diskrete Waveletanalyse wurde zur Bestimmung des Untergrundverlaufs in Spektren der isovektoriellen E1- und M2-Resonanz in ^{48}Ca eingesetzt. Diese ermöglicht die Bestimmung von 1^- und 2^- Niveaudichten im Anregungsenergiebereich der jeweiligen Resonanzen mit Hilfe einer Fluktuationsanalyse. Die Resultate werden mit Niveaudichtemodellen basierend auf der semiempirischen „Back-Shifted Fermi Gas“ Beschreibung und den mikroskopischen HF-BCS Rechnungen verglichen. Eine Fluktuationsanalyse der Feinstruktur der isoskalaren E2-Riesenresonanz in ^{166}Er erlaubt die Extraktion der Kohärenzbreite der 2^+ Zustände. Im Anregungsenergiebereich $E_x = 10\text{-}16$ MeV findet man Werte zwischen 30 und 80 eV.

Die Feinstruktur von Riesenresonanzen ist außerdem durch Energieskalen charakterisiert. In Rahmen dieser Arbeit wurden Skalen in ^{28}Si und ^{48}Ca mit Hilfe der kontinuierlichen Waveletanalyse bestimmt. In ^{28}Si wurden die isovektoriellen E1- und isoskalaren E2-Resonanzen analysiert. Für die E1-Resonanz werden vier Skalen bei 110 keV, 410 keV, 640 keV und 2.2 MeV gefunden. Die kleinste Skala zeigt eine systematische Abhängigkeit von der Anregungsenergie und steigt von

110 keV bei 16 MeV auf 220 keV bei 23 MeV. Mikroskopische Rechnungen im Rahmen der SRPA mit der realistischen UCOM-Wechselwirkung und unter Verwendung von Grundzustandsbesetzungszahlen aus einer Schalenmodellrechnung zeigen ebenfalls vier Skalen bei 80 keV, 200 keV, 500 keV und 1.5 MeV. Für die E2-Resonanz in ^{28}Si wurden sechs Skalen bei 100 keV, 180 keV, 330 keV, 470 keV, 750 keV und 2.5 MeV gefunden. In ^{48}Ca wurden die isovektorielle E1- und die M2-Resonanz untersucht. Die extrahierten Skalen für die E1-Resonanz liegen bei 190 keV, 290 keV, 650 keV und 3.3 MeV. Das oben beschriebene Modell liefert für ^{48}Ca vier Skalen bei 90 keV, 240 keV, 400 keV und 700 keV. Für die M2-Resonanz werden Skalen bei 100 keV, 180 keV, 530 keV und 1.5 MeV extrahiert. Eine SRPA Rechnung mit der M3Y-Wechselwirkung liefert eine gute Übereinstimmung der Skalen.

Summary

The present thesis consists of two parts. In the first part a novel experimental method for the measurement of the proton root-mean-square radius at the S-DALINAC is presented. A setup based on semiconductor detectors is realized. In contrast to previous experiments it allows a simultaneous measurement of the momentum transfer dependence of the elastic electron scattering cross section. A possible suppression of the significant electron and bremsstrahlung background observed in a test experiment was investigated with the help of different methods, such as ΔE - E telescopes, the time of flight method with a pulsed beam and pulse shape discrimination. The combination of these methods allows a reduction of the background at all scattering angles, which should allow a successful measurement. The response of the detector system was studied with the help of Monte-Carlo simulations with an emphasis on the dependence of the expected accuracy of different parameters (beam and detector geometry, target properties).

The second part of this work describes an investigation of the fine structure of giant resonances in ^{28}Si , ^{48}Ca and ^{166}Er with the help of a wavelet analysis. The discrete wavelet transform was used for a background determination in spectra of the iso vector E1 and the M2 giant resonances in ^{48}Ca . This allows the extraction of 1^- und 2^- level densities in the excitation energy region of the respective resonances with the help of a fluctuation analysis. The results were compared with level density models based on the semi-empirical Back-Shifted Fermi Gas approach and microscopic HF-BCS calculations. A fluctuation analysis of the fine structure of the isoscalar E2 resonance in ^{166}Er allows the extraction of the coherent widths of the 2^+ states. In the excitation energy region $E_x = 10\text{-}16$ MeV widths between 30 and 80 eV are found.

The fine structure of the giant resonances is furthermore specified by characteristic scales. In this thesis scales in ^{28}Si and ^{48}Ca are extracted with the help of the above mentioned wavelet transform. In ^{28}Si the isovector E1 and isoscalar E2 resonances were analyzed. Four scales at 110 keV, 410 keV, 640 keV and 2.2 MeV were found. The smallest one shows a systematic dependence on the excitation energy and rises from 110 keV at 16 MeV to 220 keV at 23 MeV. Microscopic calculations within the SRPA model with the realistic UCOM interaction and using ground state occupation numbers from a shell model calculation show also four

scales at 80 keV, 200 keV, 500 keV and 1.5 MeV. For the isoscalar E2 resonance in ^{28}Si six scales were found at 100 keV, 180 keV, 330 keV, 470 keV, 750 keV and 2.5 MeV.

In ^{48}Ca the isovector E1 and the M2 resonances were investigated. The extracted scales for the isovector E1 resonance are at 190 keV, 290 keV, 650 keV and 3.3 MeV. The model described above leads in ^{48}Ca to four scales at 90 keV, 240 keV, 400 keV and 700 keV. For the M2 resonance scales at 100 keV, 180 keV, 530 keV and 1.5 MeV were extracted. SRPA calculations with the M3Y interaction provide a good agreement of scales with the experimental ones.

Inhaltsverzeichnis

TEIL I: Experiment zur Messung des Ladungsradius des Protons am S-DALINAC	1
1 Einleitung	1
2 Standardmethode zur Bestimmung des Ladungsradius	4
3 Experiment am S-DALINAC	7
3.1 S-DALINAC	7
3.2 Neues Konzept zur Messung des Ladungsradius des Protons	8
3.3 Optimierung des Aufbaus durch Simulationen	11
3.3.1 Monte-Carlo-Simulationen	11
3.3.2 Einfluss der Strahl- und Targetposition	13
3.4 Nachweis der gestreuten Protonen	16
3.5 Messelektronik und Datenaufnahme	21
3.6 Testexperiment	23
4 Resultate des Testexperiments	25
4.1 Energiespektren	25
4.2 Zeitspektren	26
4.3 Untergrundquellen	27
4.4 Ergebnisse	32

5	Weiterentwicklung	35
5.1	Zusammenfassung der bisherigen Probleme	35
5.2	Methode der Pulsformdiskriminierung	35
5.3	Verbesserter Experimentaufbau	40
5.4	Zusammenfassung und Ausblick	44
 TEIL II: Untersuchung der Feinstruktur von Riesenresonanzen		
	in ^{28}Si, ^{48}Ca und ^{166}Er mit Hilfe der Waveletanalyse	47
6	Einleitung	47
7	Waveletanalyse	50
7.1	Wavelet-Transformation und ihre Eigenschaften	50
7.2	Auswahl der Waveletfunktion	52
8	Extraktion von Niveaudichten und Kohärenzbreiten	55
8.1	Fluktuationsanalyse	55
8.2	Niveaudichten von 1^- und 2^- Zuständen in ^{48}Ca	60
8.3	Kohärenzbreiten von Strukturen im Anregungsenergiebereich der isoskalaren E2-Resonanz in ^{166}Er	69
9	Charakteristische Skalen	72
9.1	Riesenresonanzen in ^{28}Si	72
9.1.1	Isovektorielle E1-Resonanz	72
9.1.2	Isoskalare E2-Resonanz	79

9.2	Vergleich der isovektoriellen	
	E1- und M2-Resonanz in ^{48}Ca	83
9.2.1	E1-Resonanz	83
9.2.2	M2-Resonanz	87
9.2.3	Spinabhängigkeit der Skalen	
	in ^{48}Ca -Riesenresonanzen	92
10	Zusammenfassung	94

TEIL I:

Aufbau und Erprobung eines Experiments zur Messung des Ladungsradius des Protons am S-DALINAC

1 Einleitung

Das Proton ist das leichteste und einfachste stabile Hadron. Elementare Eigenschaften des Protons sind daher ein fundamentaler Test jedes Modells der starken Wechselwirkung. Zu den elementaren Eigenschaften zählen Masse, Größe, Ladung und magnetisches Moment. Eine Definition der Größe ist aber nicht trivial, da Objekte, die der starken Wechselwirkung unterliegen, keinen scharfen Rand besitzen. Ein sinnvolles Maß stellt das Radialintegral der Ladungsverteilung dar, der sogenannte mittlere quadratische Radius : $\langle r^2 \rangle$.

Die experimentelle Standardmethode zur Bestimmung von $\langle r^2 \rangle$ ist die elastische Elektronenstreuung. Die Ergebnisse für $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ verschiedener Experimente sind in Abb. 1.1 als Quadrate gezeigt. Erste Elektronenstreuexperimente wurden bereits vor 40 Jahren in der Gruppe um Hofstadter in Stanford [1–3] durchgeführt.

Das Ergebnis aus Saskatoon [4] wurde durch eine Messung der rückgestreuten Protonen im Spektrometer erhalten. Dieser Wert hat aber sehr große systematische Fehler. Umfangreiche Experimente wurden danach in Mainz [5] und NIST in Washington, USA [6] durchgeführt.

Die so gewonnenen Daten zeigen Abweichungen von etwa 7 %, teilweise deutlich außerhalb der jeweiligen Fehler.

Diese unbefriedigende Situation führte zu Reanalysen (Kreise) der Daten durch Wong [7], Mergel et al. [8], Rosenfelder [9] und Sick [10] unter Verwendung von Teilen der Daten und mit unterschiedlichen Modellen. Auch die Resultate der Reanalyse zeigen noch erhebliche Abweichungen, teilweise wiederum außerhalb der angegebenen Fehler. Neue experimentelle Daten wären angesichts der verbleibenden Unsicherheit wünschenswert.

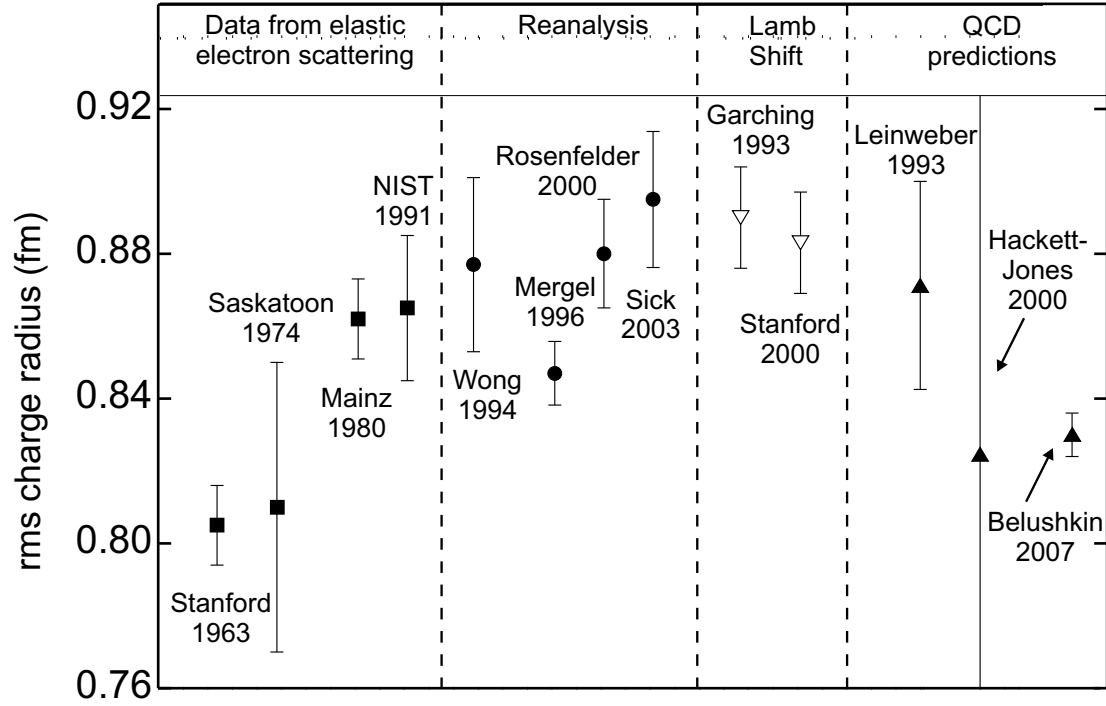


Abb. 1.1: Bisherige Ergebnisse für den Ladungsradius des Protons $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ ermittelt mit verschiedenen Verfahren. Elektronenstreudaten (Rechtecke) aus Stanford [2], Saskatoon [4], Mainz [5] und aus NIST in USA [6], Reanalysen von verschiedenen Daten (Kreise) von Wong [7], Mergell [8], Rosenfelder [9] und Sick [10], Ergebnisse von Lamb-Shift-Messungen (leere Dreiecke) aus Garching [11] und Stanford [12], aus Gitter-QCD-Rechnungen von Leinweber et al. [13] und von Hackett-Jones et al. [14] und aus chiralen QCD-Rechnungen von Belushkin et al. [15] (volle Dreiecke).

Darüber hinaus besitzt eine präzise Kenntnis des Ladungsradius auch Bedeutung für Präzisionstests der Quanten-Elektrodynamik (QED). Lamb-Shift-Messungen der Hyperfeinaufspaltung von Zuständen des atomaren Wasserstoffs [11, 12] haben in den letzten Jahren eine enorme Präzision von bis zu 14 signifikanten Stellen nach dem Komma erreicht. Die Interpretation dieser Daten ist u.a. durch die Kenntnis des Ladungsradius des Protons limitiert. Die Lamb-Shift Messungen sind wesentlich präziser als die Theorie, da Terme höherer Ordnung einer störungstheoretischen Entwicklung der QED von $\langle r^2 \rangle$ abhängen. Eine Extraktion von $\langle r^2 \rangle$ aus den Lamb-Shift-Messungen [11, 12] (offene Dreiecke) liefert relativ große Werte verglichen mit den Resultaten der Elektronenstreuung, obwohl

die neueste Analyse [10] gute Übereinstimmung findet. Die extrahierten Werte sind aber abhängig von der Ordnung der störungstheoretischen Entwicklung, die berücksichtigt wird.

Die rechte Seite von Abb. 1.1 fasst theoretische Resultate im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) zusammen. Gitter-QCD-Rechnungen stimmen mit den Resultaten der Elektronenstreuung überein [13, 14], besitzen aber aufgrund der Notwendigkeit einer Extrapolation zu physikalischen Parametern noch große Unsicherheiten. Eine neue Rechnung im Rahmen einer chiralen Näherung [15] ist zwar sehr viel genauer, liefert aber einen Wert, der deutlich kleiner als die meisten experimentellen Resultate ist.

Eine Bestimmung von $\langle r^2 \rangle$ aus der elastischen Elektronenstreuung erfordert die Kenntnis der Impulsübertragsabhängigkeit. Diese wird durch unabhängige Messungen mit einem Spektrometer in verschiedener Kinematik gewonnen. Die erreichbare Genauigkeit ist begrenzt durch systematische Fehler der Absolutnormierung der einzelnen Messungen. Hauptfehlerquellen sind die Genauigkeiten der Strommessung, die Targeteigenschaften und die Bestimmung des Raumwinkels und der Nachweiseffizienz des verwendeten Spektrometers. Eine substantielle Verbesserung dieser Fehlerbeiträge ist auch in einem neuen Experiment nicht zu erwarten.

Thema der vorliegenden Arbeit ist daher die Entwicklung einer alternativen Methode basierend auf der Messung der Rückstoßprotonen mit Halbleiterdetektoren. Hierdurch können viele Beiträge zum systematischen Fehler vernachlässigt werden. Außerdem ist der Protoneneffizienznachweis 100 %. Es ist keine Normierung individueller Messungen aufeinander erforderlich. Ein Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung eines entsprechenden experimentellen Aufbaus, die Abschätzung der erreichbaren Genauigkeit und die Optimierung der Untergrundreduktion.

Der erste Teil der Dissertation ist folgendermaßen gegliedert: In Kap. 2 wird die Standardmethode zur Bestimmung des Ladungsradius des Protons vorgestellt. Kapitel 3 befasst sich mit dem experimentellen Aufbau und der Durchführung eines Testexperiments. Die Analyse der Ergebnisse des Testexperiments ist in Kap. 4 beschrieben. In Kap. 5 werden, basierend auf den Resultaten von Kap. 4, Verbesserungen des Aufbaus und der Messmethode diskutiert.

2 Standardmethode zur Bestimmung des Ladungsradius

Die Streuung von Elektronen an Atomkernen ist eine klassische Methode zur Untersuchung der Kernstruktur. Aus der elastischen Streuung erhält man Informationen über die Verteilung der Ladungs- und der Magnetisierungsdichten des Kerngrundzustands. Die unelastische Streuung erlaubt Rückschlüsse auf die Struktur der angeregten Zustände eines Kerns.

Der experimentelle Wirkungsquerschnitt $(d\sigma/d\Omega)_{\text{exp}}$ lässt sich schreiben als Produkt des Mott-Wirkungsquerschnitts und des Quadrats des Formfaktors $F(E_0, \theta)$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}} = |F(E_0, \theta)|^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} . \quad (2.1)$$

Der Mottwirkungsquerschnitt ist definiert als der Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines Elektrons mit der Energie E_0 unter einem Winkel θ zur Strahlrichtung an einer punktförmigen Ladung.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{Ze^2}{2E_0}\right)^2 \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2} . \quad (2.2)$$

Hierbei ist Z die Ladungszahl des Targetkerns und e die Elementarladung.

Der Formfaktor enthält die komplette Information über die Kernstruktur. Bei Änderung der Strahlenergie und/oder des Streuwinkels kann man den Formfaktor als Funktion des Dreier-Impulsübertrags q

$$q = \frac{1}{\hbar c} \sqrt{2E_0(E_0 - E_x)(1 - \cos \theta) + E_x^2} . \quad (2.3)$$

messen. Hierbei ist E_x die Anregungsenergie des Zustands, $\hbar c = 197.33 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$.

Der Streuprozess des Elektrons am Kern wird im Bild eines Austauschs virtueller Photonen beschrieben. Entsprechend der Polarisationszustände des virtuellen Photons kann der Wirkungsquerschnitt in longitudinale (L) und transversale (T) Komponenten zerlegt werden. Der longitudinale Anteil beschreibt die Coulomb-Wechselwirkung des Elektrons mit der Ladungsverteilung im Kern, der transversale Anteil die Wechselwirkung mit der Strom- und Magnetisierungsdichte. Der

Wirkungsquerschnitt für die Elektron-Proton-Streuung $(d\sigma/d\Omega)_p$ ist dann nach Rosenbluth [16] durch

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \left[\frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(Q^2) \tan^2 \theta/2 \right] \quad (2.4)$$

mit

$$\tau = Q^2 \left(\frac{\hbar}{2m_p c} \right)^2 \quad (2.5)$$

gegeben.

Hierbei sind $G_E(Q^2)$ und $G_M(Q^2)$ die von Sachs [17] eingeführten elektrischen (E) und magnetischen (M) Formfaktoren des Protons. Diese Formfaktoren sind Funktionen des Quadrats des Vierer-Impulsübertrags Q^2 ($Q^2 = q^2 - q_0^2$). Hierbei beschreibt q die Raumkoordinaten des Impulsübertrags und $q_0 = E_x/\hbar c$. Für die elastische Streuung gilt $Q^2 = q^2$. Für $q = 0$ gilt

$$G_E(0) = 1, \quad G_M(0) = \mu, \quad (2.6)$$

wobei $\mu = 2.793$, das anomale magnetische Moment des Protons in Einheiten des Kernmagnetons $\mu_N = (e\hbar/2m_p c)$ ist. Mit m_p ist die Ruhemasse des Protons bezeichnet.

Ist $|q| \ll m_p c/\hbar$, dann können die Formfaktoren G_E und G_M als Fouriertransformierte der statischen Ladungs- und Magnetisierungsverteilung $\rho_E(r)$ bzw. $\rho_M(r)$ des Protons interpretiert werden

$$G_{E,M}(q^2, |q| \ll m_p c/\hbar) \simeq \int d^3r \rho_{E,M}(r) \exp(iq\vec{r}). \quad (2.7)$$

Die Normierung von ρ_E und ρ_M folgt aus Gl. (2.6). Führt man die Integration über die Winkelkoordinaten aus, dann ergibt sich

$$\int d^3r \rho_{E,M}(r) \exp(iq\vec{r}) = 4\pi \int dr \rho_{E,M}(r) r^2 j_0(|q|r), \quad (2.8)$$

wobei j_0 die sphärische Besselfunktion nullter Ordnung bezeichnet. Eine Entwicklung von $j_0(|q|r)$ um $|q|r = 0$ liefert eine Potenzreihe in q^2 , deren Koeffizienten proportional zu den geraden Momenten der Ladungs- bzw. Magnetisierungsverteilung sind. Die Formfaktor-Entwicklung wird durch Gl. (2.9) beschrieben.

$$G(q) = 1 - \frac{q^2 \langle r^2 \rangle}{3!} + \frac{q^4 \langle r^4 \rangle}{5!} - \frac{q^6 \langle r^6 \rangle}{7!} + \dots \quad (2.9)$$

Allgemein können die Momente dieser Entwicklung aus

$$\langle r^\lambda \rangle_{E,M} = 4\pi \int r^\lambda dr \rho_{E,M}(r) r^2. \quad (2.10)$$

bestimmt werden.

Die Größe $R_p = \sqrt{\langle r^2 \rangle}$ wird mittlerer quadratischer (root mean square – rms) Radius genannt.

Nimmt man an, dass für kleinere q nur der erste Term der Entwicklung Gl.(2.9) eine Rolle spielt, kann $\langle r^2 \rangle$ bestimmt werden aus

$$\langle r^2 \rangle = -\frac{6}{G_E(0)} \left. \frac{dG_E(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=0} \quad (2.11)$$

indem die für $q^2 > 0$ gemessenen Werte von $G_E(q^2)$ nach $q^2 = 0$ extrapoliert werden. Daten bei kleineren Impulsüberträgen sind daher von besonderer Bedeutung für eine Bestimmung des Ladungsradius.

Die Abweichung vom Mottquerschnitt ist für kleine Werte von q allerdings sehr gering. Schließt man Daten bei höherem q mit ein, müssen höhere Terme der Potenzentwicklung berücksichtigt werden, da die entsprechenden Momente der Ladungsverteilung nicht klein gegen $\langle r^2 \rangle$ sind. Für eine exponentielle Ladungsverteilung, wie sie aus der experimentell etablierten Dipolform des Formfaktors folgt, findet man z.B. $\langle r^4 \rangle = 2.5 \langle r^2 \rangle^2$ und $\langle r^6 \rangle = 11.6 \langle r^2 \rangle^3$. In [18] wurde diskutiert, in welchem Impulsübertragungsbereich unter Berücksichtigung systematischer und statistischer Fehler der genaueste Wert für R_p erreicht werden kann. Man findet $q \approx 0.85 \pm 0.3 \text{ fm}^{-1}$. Dieser Bereich kann aber gerade am S-DALINAC erreicht werden.

3 Experiment am S-DALINAC

3.1 S-DALINAC

Das Institut für Kernphysik der TU Darmstadt verfügt über den supraleitenden Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC (Superconducting Darmstadt Electron Linear Accelerator) [19, 20]. Seit 1991 werden am Beschleuniger zahlreiche kernphysikalische Experimente durchgeführt. Der S-DALINAC wurde entwickelt, um einen Elektronenstrahl mit Energien zwischen 2.5 MeV und 130 MeV und einem Strahlstrom von bis zu $20 \mu\text{A}$ verschiedenen Messplätzen zur Verfügung zu stellen. Eine Übersicht über den Beschleuniger und die verschiedenen Experimentaufbauten ist in Abb. 3.1 gezeigt.

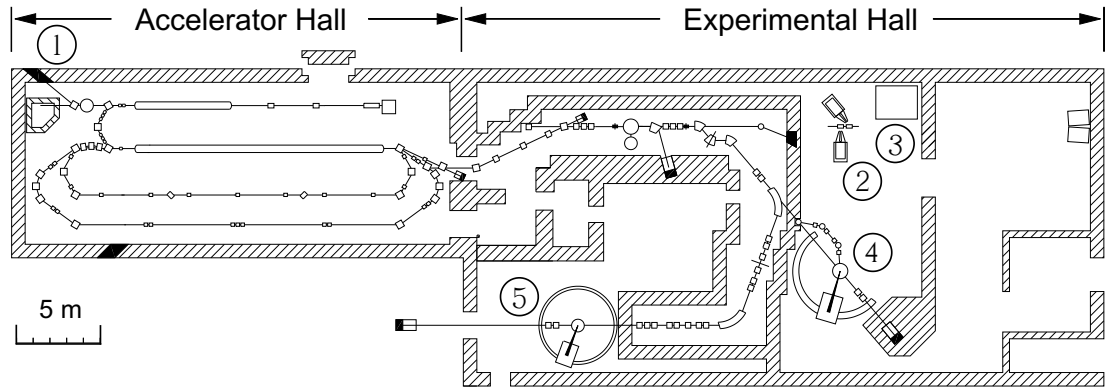


Abb. 3.1: Grundriss der Beschleunigeranlage des Instituts für Kernphysik. ① Kernresonanzfluoreszenz; ② Polarisierbarkeit des Nukleons; ③ $(\gamma, \gamma'x)$ Experimente mit Niederenergie-Tagger NEPTUN; ④ $(e, e'x)$ und 180° Experimente am QCLAM-Spektrometer; ⑤ hochauflösende (e, e') Experimente am Energieverlust-Spektrometer.

Der Elektronenstrahl wird in einer thermischen Kanone erzeugt und dann auf eine Energie von 250 keV vorbeschleunigt. Die notwendige 3 GHz-Zeitstruktur des Elektronenstrahls wird mit Hilfe eines Chopper/Prebuncher-Systems erzeugt. Danach werden die Elektronenpakete in den supraleitenden Injektor bis zu Energien von 10 MeV vorbeschleunigt. Der supraleitende Injektor besteht aus einer 2-, einer 5- und zwei 20-Zelligen Niob-Strukturen, die bis auf 2 K mit flüssigem Helium abgekühlt sind. Der resultierende Strahl kann entweder am Kernresonanzfluores-

zenzmessplatz ① genutzt oder um 180° abgelenkt und in den Hauptbeschleuniger eingeschossen werden. Der Hauptbeschleuniger besteht aus acht 20-Zelligen Niob-Strukturen und erlaubt einen Energiegewinn von bis zu 40 MeV. Danach kann der Elektronenstrahl direkt zu den Experimentierplätzen hin extrahiert oder ein bzw. zwei mal durch den Hauptbeschleuniger rezirkuliert werden. Damit kann der Strahl eine Energie von bis zu 130 MeV erreichen und zu verschiedenen Experimentierplätzen geleitet werden. Die wichtigsten Experimentierplätze dienen zur Messung der Polarisierbarkeit des Nukleons ②, für $(\gamma, \gamma'x)$ Experimente mit dem Niederenergie-Tagger NEPTUN ③ sowie für Elektronenstreuexperimente die entweder am QCLAM-Spektrometer ④ oder am hochauflösenden Elektronenstreuermessplatz mit dem Energieverlust-Spektrometer ⑤ durchgeführt werden.

3.2 Neues Konzept zur Messung des Ladungsradius des Protons

Das Experiment basiert auf einer neuen Methode, die es ermöglichen soll, den Ladungsradius des Protons mit einer höheren Genauigkeit als bisher zu bestimmen. Das Prinzip dieser Methode ist in Abb. 3.2 dargestellt. Ein Elektronenstrahl wird auf ein festes dünnes CH_2 -Polyäthylentarget (PE-Target) geschossen. Die rückgestreuten Protonen werden in einer Reihe von Siliziumdetektoren nachgewiesen.

Im Vergleich zu bisherigen Experimenten, bei denen die elastisch gestreuten Elektronen oder Protonen mit einem Spektrometer nachgewiesen wurden, wird hier mit einem Aufbau aus vielen Si-Zählern die Impulsübertragsabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts simultan gemessen. Damit entfallen Probleme der Absolutnormierung einzelner Messungen, die die wesentliche Begrenzung der erreichbaren Genauigkeit bisheriger Experimente darstellt. Die Siliziumdetektoren ermöglichen darüber hinaus einen Nachweis von Protonen mit einer Effizienz von 100 %, während die Nachweissysteme von Spektrometern (typischerweise Vieldrahtdriftkammern) Schwankungen unterliegen.

Da im Experiment die Abweichung vom Mott-Wirkungsquerschnitt, die bei kleinen Impulsüberträgen sehr gering ist, gemessen wird, muss ein ausreichend großer

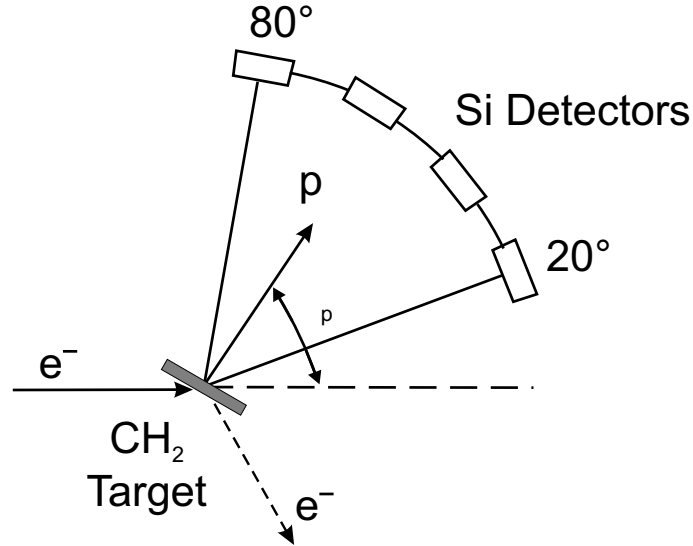


Abb. 3.2: Schematische Darstellung der neuen Experimentiermethode: Der Elektronenstrahl wird an einem dünnen Polyäthylentarget (CH_2) gestreut. Die gestreuten Protonen werden in einem breiten Winkelbereich θ_p von 20° bis 80° in Siliziumdetektoren nachgewiesen.

Bereich von q -Werten abgedeckt werden. Optimale Bedingungen ergeben sich für eine Elektronenenergie $E_0 \simeq 100$ MeV. Die Leistungsfähigkeit der Heliumverflüssigungsanlage begrenzt aber zur Zeit einen Dauerstrichbetrieb auf Energien $E_0 \leq 80$ MeV. Das im Folgenden beschriebene Experiment ist daher für eine Elektronenenergie $E_0 \simeq 80$ MeV ausgelegt.

Aus der Kinematik der elastischen Streuung folgt, dass bei einer Elektronenenergie von 80 MeV die zu erwartenden Protonenenergien, in einem Winkelbereich von 20° – 80° , zwischen 700 keV und 11 MeV liegen. Um auch die niederenergetischen Protonen nachweisen zu können, muss die Targetdicke auf $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ begrenzt werden.

Für Experimente zur Elektronenstreuung stehen am S-DALINAC zwei Experimentierplätze zur Verfügung: Zum einen das hochauflösende Energieverlust-Spektrometer, zum anderen das QCLAM-Spektrometer [21–23], das für (e,e') -Experimente unter 180° [24, 25] und Elektronenstreukoinzidenzexperimente [26–29] entwickelt wurde.

Das Experiment wurde am QCLAM-Spektrometer (④ in Abb. 3.1) aufgebaut, da die Streukammer bereits ein Goniometer [30] für die Einstellung und Steuerung

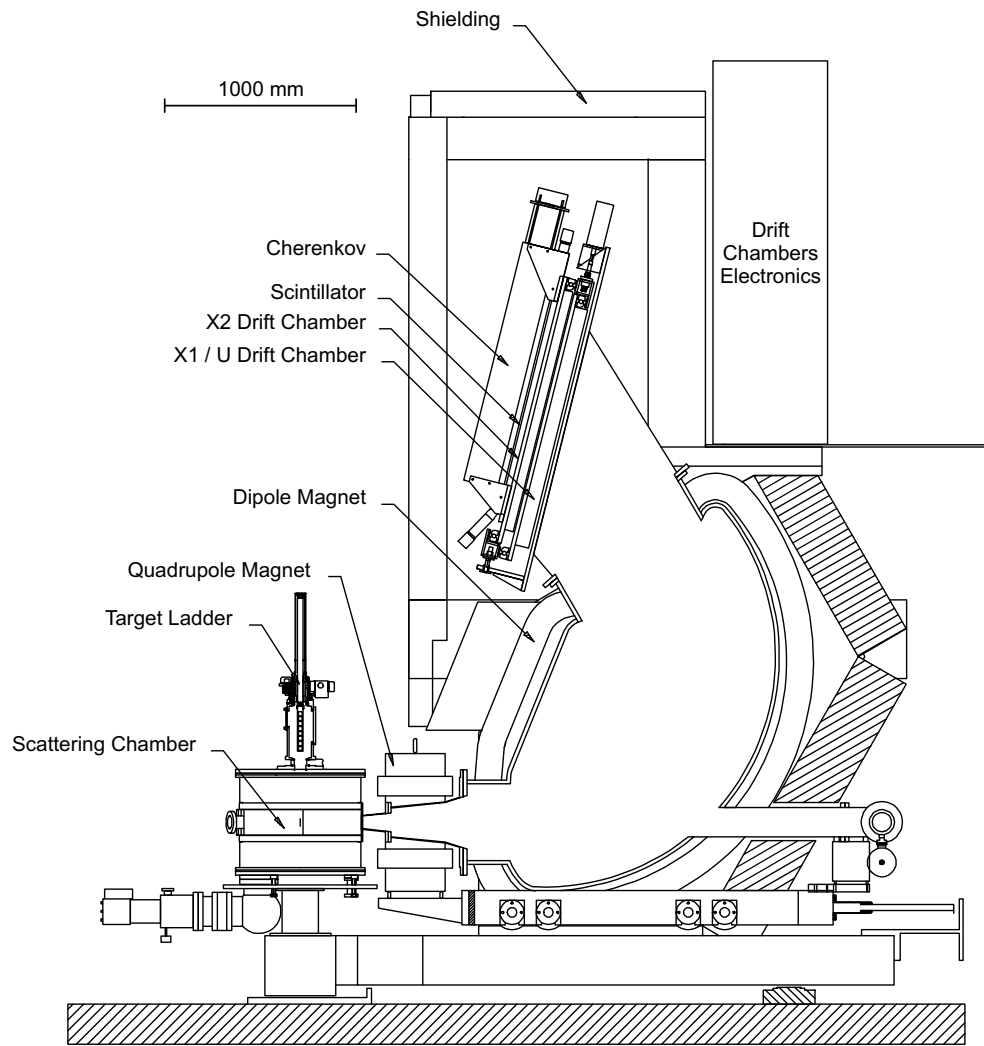


Abb. 3.3: Schematische Darstellung des Aufbaus des QCLAM-Spektrometers zusammen mit der dazugehörigen Streukammer.

der Si-Detektoren besitzt. Die Eigenschaften des PE-Targets können während des Experiments mit dem Spektrometer überwacht werden. So liefert z.B. das Verhältnis der Linien elastischer Streuung an Wasserstoff und Kohlenstoff eine Information über mögliche Abdampfprozesse. Eine detaillierte Darstellung des Aufbaus des QCLAM-Spektrometers [21,31] ist in Abb. 3.3 zu sehen.

3.3 Optimierung des Aufbaus durch Simulationen

3.3.1 Monte-Carlo-Simulationen

Um den Detektoraufbau zu optimieren, wurden eine Reihe von Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt. Dafür wurde ein Programm entwickelt, das die verschiedenen Komponenten des Experiments enthält. Für ein genaues Abbild des Experiments wurde die Simulation entsprechend den verschiedenen physikalischen Prozessen in Strahl-, Target- und Detektorabschnitte unterteilt. Abbildung 3.4 zeigt ein Schema der Simulationen. In Abb. 3.5 werden die wesentlichen Eingabeparameter und resultierenden Größen der einzelnen Abschnitte zusammengefasst.

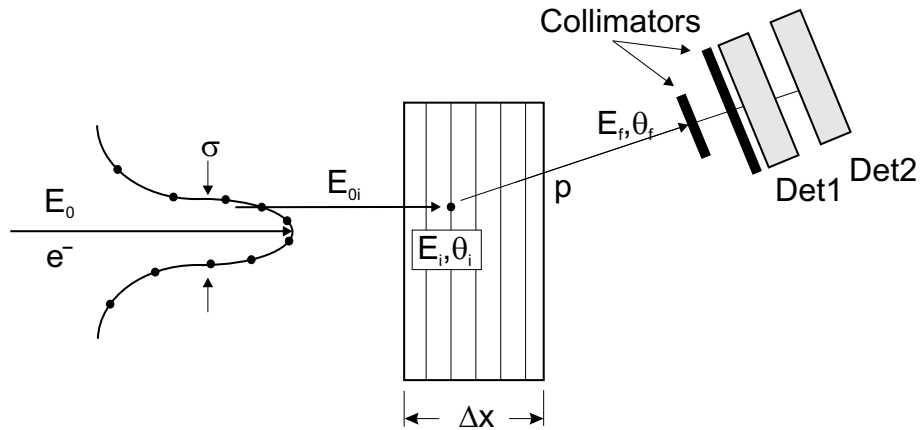


Abb. 3.4: Schema der Monte-Carlo-Simulation.

Es wird ein Elektronenstrahl mit der Energie E_0 simuliert, der eine gaussförmige Energieverteilung der Breite σ hat. Ein Elektron mit der resultierenden Energie E_{0i} (linker Teil in Abb. 3.4) wird auf ein Target der Dicke Δx mit einer bestimmten Form geschossen. Das Target wird in n Schichten gleicher Dicke unterteilt, wobei eine Schicht zufällig für die Reaktion ausgewählt wird (mittlerer Teil in Abb. 3.4). Die entsprechende Kinematik im Reaktionspunkt wird berechnet. Um den Einfluss des Ladungsradius des Protons zu berücksichtigen, wird nicht der Mott-Wirkungsquerschnitt sondern ein Punkt auf der Impulsübertragsverteilung des Wirkungsquerschnitts in der Form (siehe Gl.(2.9))

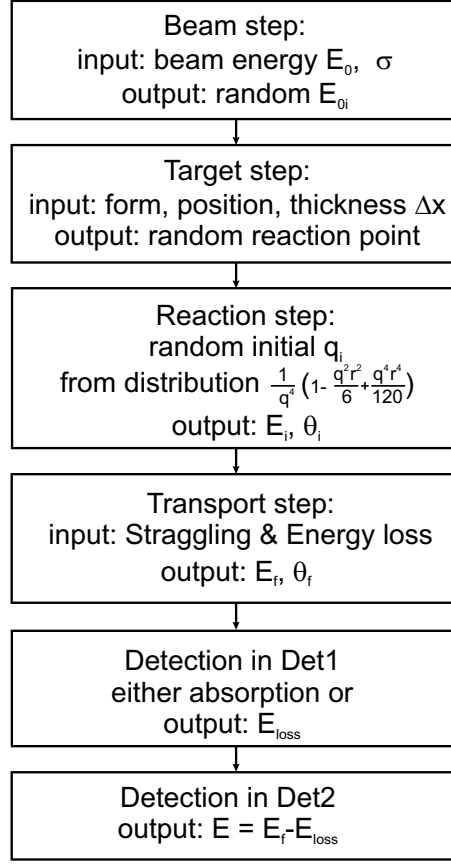


Abb. 3.5: Wichtige Abschnitte der Monte-Carlo-Simulation.

$$\frac{1}{q^4} \cdot \left(1 - \frac{R_p^2 q^2}{6} + \frac{R_p^4 q^4}{120} \right) \quad (3.1)$$

gewählt, wobei $R_p = 0.8$ fm angenommen wurde. Änderung von R_p im Rahmen der in Abb. 1.1 diskutierten experimentellen Unsicherheiten haben keinen Einfluss auf die Ergebnisse der Simulation. Dies erfolgt mit Hilfe eines Acceptance Rejection Verfahrens (Verwerfungsmethode). Dies ist eine Methode zur Erzeugung von Zufallszahlen zu einer vorgegebenen Verteilung, die auf John von Neumann zurück geht [32].

Aus dem Reaktionspunkt wird anschließend der restliche Weg im Target, die auftretenden Energieverluste und das Energie- und Winkel-Straggling ausgerechnet. Die Detektorsysteme bestehen aus zwei hintereinander angeordneten Si-Zählern (rechter Teil in Abb. 3.4).

Fällt ein Proton in den durch die Blenden definierten Raumwinkel eines Detek-

tors, werden die Energiespektren der beiden Zähler unter Berücksichtigung der experimentell gemessenen Energieauflösungen generiert.

3.3.2 Einfluss der Strahl- und Targetposition

Abweichungen der Strahl- oder Targetposition vom Pivotpunkt der Streukammer führen zu Änderungen der effektiven Raumwinkel der Si-Detektoren und des Impulsübertragsbereiches, in dem der Streuquerschnitt gemessen wird. Es wurden eine Reihe von Simulationen durchgeführt, um abzuschätzen, mit welcher Genauigkeit Strahl- und Targetposition bestimmt werden müssen.

Abbildung 3.6 zeigt als Beispiel den Effekt einer Verschiebung von Strahl- und Targetlage für einen Si-Detektor unter einem Winkel von 40° . Die ideale Strahlposition sowie der Raumwinkel des Detektors sind mit durchgezogenen Linien gezeigt. Eine Strahlverschiebung nach links um 2 mm ist gestrichelt eingetragen. Die Änderung des gemessenen Protonenwinkels im Detektor, hier unter 40° positioniert, erfolgt hin zu kleineren Winkeln.

Als Beispiel wird in Abb. 3.7 die Winkelabhängigkeit des Raumwinkels bei einer Strahlverschiebung nach links von der Sollachse diskutiert. Die resultierenden effektiven Raumwinkel für eine Abweichung von 2 mm (Vierecke), 4 mm (Kreise) und 6 mm (Dreiecke) werden mit dem Sollwert des Aufbaus von 16.4 msr verglichen. Die Abweichungen sind unter kleinen Streuwinkeln am größten; bei Winkeln

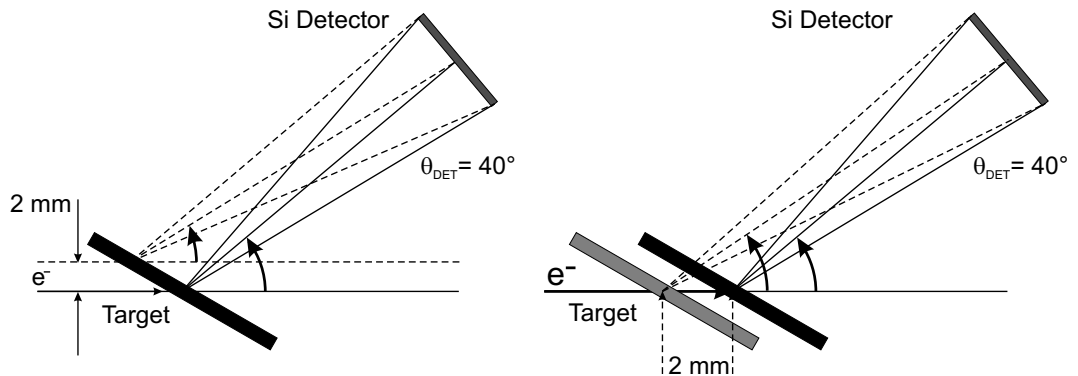


Abb. 3.6: Sowohl eine Strahlverschiebung (links) als auch eine Targetverschiebung (rechts) haben beide eine Änderung des gemessenen Winkelbereichs im Detektor zur Folge, was für die Notwendigkeit einer genauen Justierung von Target und Strahl spricht.

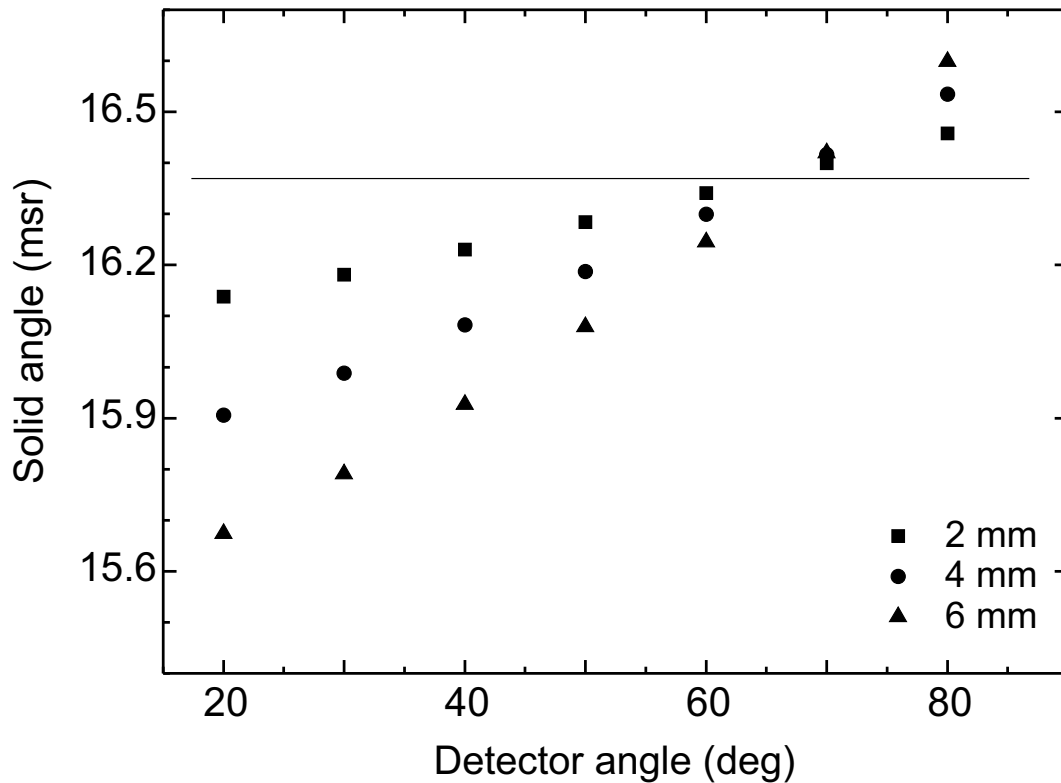


Abb. 3.7: Änderung der Raumwinkel bei einer Strahlverschiebung nach links um jeweils 2 mm (Rechtecke), 4 mm (Kreise) und 6 mm (Dreiecke). Die durchgezogene Linie zeigt den Soll-Raumwinkelwert.

unter 20° betragen sie etwa 2 % (2 mm) bis 5 % (6 mm).

Die entsprechenden Effekte können allerdings aus der Kenntnis des Energiespektrums korrigiert werden, da die gemessenen Protonenenergien die Streuwinkel endgültig festlegen. Abbildung 3.8 zeigt die resultierenden Energiespektren für einen Streuwinkel von 40° und verschiedene Werte der Strahlverschiebung. Man beobachtet eine systematische Verschiebung der Spektren (die ansonsten ihre Form nicht ändern) zu niedrigeren Energien, und zwar um $100 \text{ keV}/2 \text{ mm}$. Dies erlaubt eine Korrektur, solange die Strahlposition innerhalb eines Datensatzes unverändert bleibt.

Veränderungen der Strahlposition während der Datenaufnahme führen zu nicht korrigierbaren Fehlern. Die hierdurch verursachte Ungenauigkeit besitzt allerdings eine ausgeprägte Winkelabhängigkeit. Unter Vorwärtswinkeln, wo Änderungen der Strahlposition zu maximalen Fehlern des Raumwinkels führen, ist die Energie der Protonen hoch und der Einfluss möglicher Änderungen des Energiespektrums

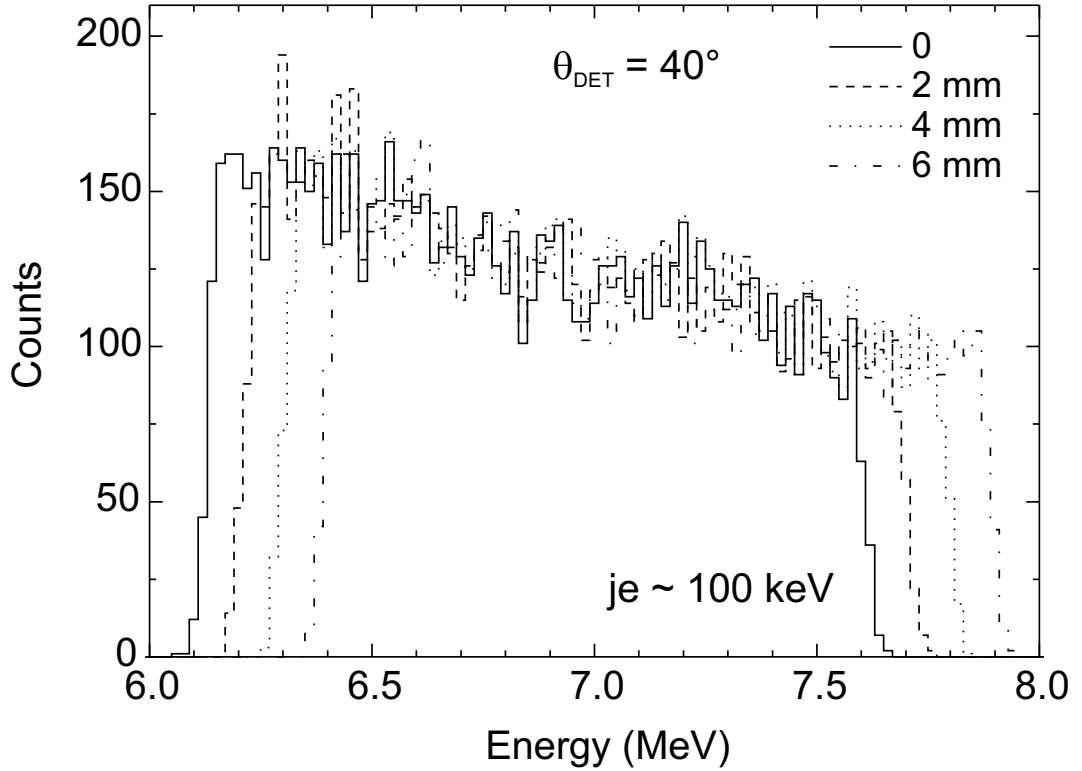


Abb. 3.8: Energiespektren für einen Detektor unter 40° . Das Ergebnis mit optimaler Position ist als durchgezogenes Histogramm gezeigt. Eine Strahlverschiebung auf dem Target um 2 mm nach links verursacht eine Energieverschiebung des Spektrums von etwa 100 keV (gestrichelt). Jede weitere Strahlverschiebung (4 mm gepunktet und 6 mm strich-punktiert) zeigt jeweils auch etwa 100 keV Energieverschiebung.

gering. Umgekehrt ist der Effekt unter großen Streuwinkeln bedeutsam, führt allerdings nur zu kleinen Fehlern in Raumwinkel.

Zum Vergleich wurden auch Simulationen einer Strahlverschiebung nach oben/unten durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen, dass die hierdurch verursachten Fehler im Raumwinkel mehr als eine Größenordnung kleiner sind, als jene durch eine Strahlverschiebung in der Strahlebene. Insgesamt lässt sich abschätzen, dass eine Genauigkeit der Strahl- und Targetposition von 1 mm erreicht werden muss, um den Fehler des Raumwinkels $<1\%$ zu halten.

Eine weitere wichtige Frage ist der Einfluss von Mehrfachstreuung im Target, die zu einer Energie- und Winkelverschmierung (Straggling) führt. Diese beiden Effekte haben unterschiedlichen Einfluss auf die endgültigen Ergebnisse des Ex-

periments. Um das Straggling von Protonen im Target abzuschätzen, wurde das Programmpacket SRIM [33] verwendet. Die Ergebnisse zeigen, dass Energiestraggling erst ab einer Protonenenergie unterhalb 3 MeV relevant wird. Dabei wurde ein maximales Winkelstraggling von etwa 0.5° und ein maximales Energiestraggling von etwa 30 keV erhalten. Effekte von Straggling können in der Datenanalyse durch eine Entfaltung der Daten berücksichtigt werden. Der Beitrag zum Fehler ist in diesem Fall jedoch klein, verglichen mit den geometrischen Effekten.

3.4 Nachweis der gestreuten Protonen

Zur Positionierung der Detektoren wurde ein Aufbau entwickelt, der sich in das Goniometer in der Streukammer montieren lässt. Die genaue Geometrie wird durch die Größe der Detektoren, die nebeneinander montiert werden müssen, bei gleichzeitiger Forderung nach maximalem Raumwinkel bestimmt. Die Detektoren werden in einem Abstand von 190 mm von der Streukammermitte (für den vorderen Detektor) und mit einer Schrittweite von 10° auf zwei Platten positioniert. Die erste Platte befindet sich in der Reaktionsebene. Um die Winkelverteilung lückenlos messen zu können, wurde eine weitere Detektorebene geplant, die versetzt unter einem Winkel von 60° zur Reaktionsebene steht. Diese Wahl des Azimuthalwinkels wird durch verschiedene Randbedingungen vorgegeben.

Um kleinere Streuwinkel zu ermöglichen, sollte der Azimuthalwinkel möglichst groß sein. Andererseits erhöht dies die effektive Targetdicke und damit Stragglingeffekte, die korrigiert werden müssen. Für die symmetrischen Detektoren wurde eine weitere Halterung in der Reaktionsebene auf der anderen Seite relativ zur Strahlrichtung vorgesehen. Das gesamte Konzept ist in Abb. 3.9 dargestellt.

Eine schematische Detektoranordnung ist in Abb. 3.10 zu sehen. Das PE-Target (CH_2) wird in der Mitte der Streukammer unter einem Winkel von 60° zur Strahlrichtung platziert, um Energieverluste der Protonen im Target zu minimieren. Die Detektoren außerhalb der Reaktionsebene sind in der Aufsicht von Abb. 3.10 nicht zu sehen. Um die Strahlposition zu überwachen, ist ein symmetrischer Zähler unter -50° aufgestellt. Das QCLAM-Spektrometer wird unter einen Winkel von -75°

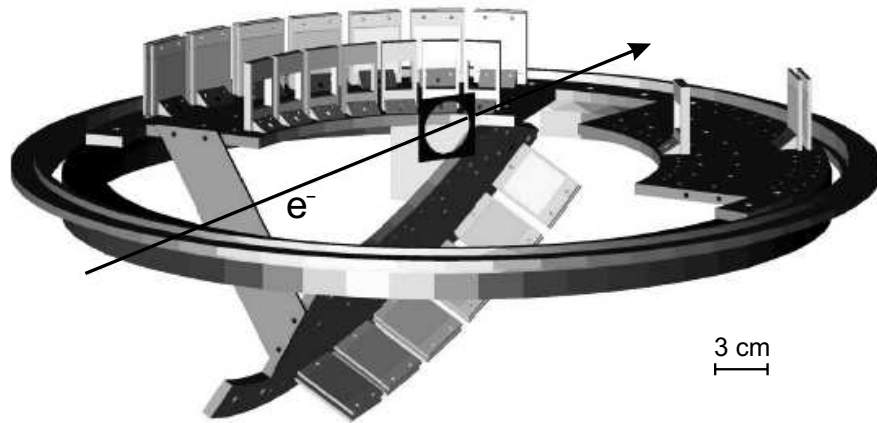


Abb. 3.9: CAD Zeichnung des Aufbaus zur Positionierung der Detektoren mit zwei Ebenen, die zueinander unter einem Winkel von 60° stehen.

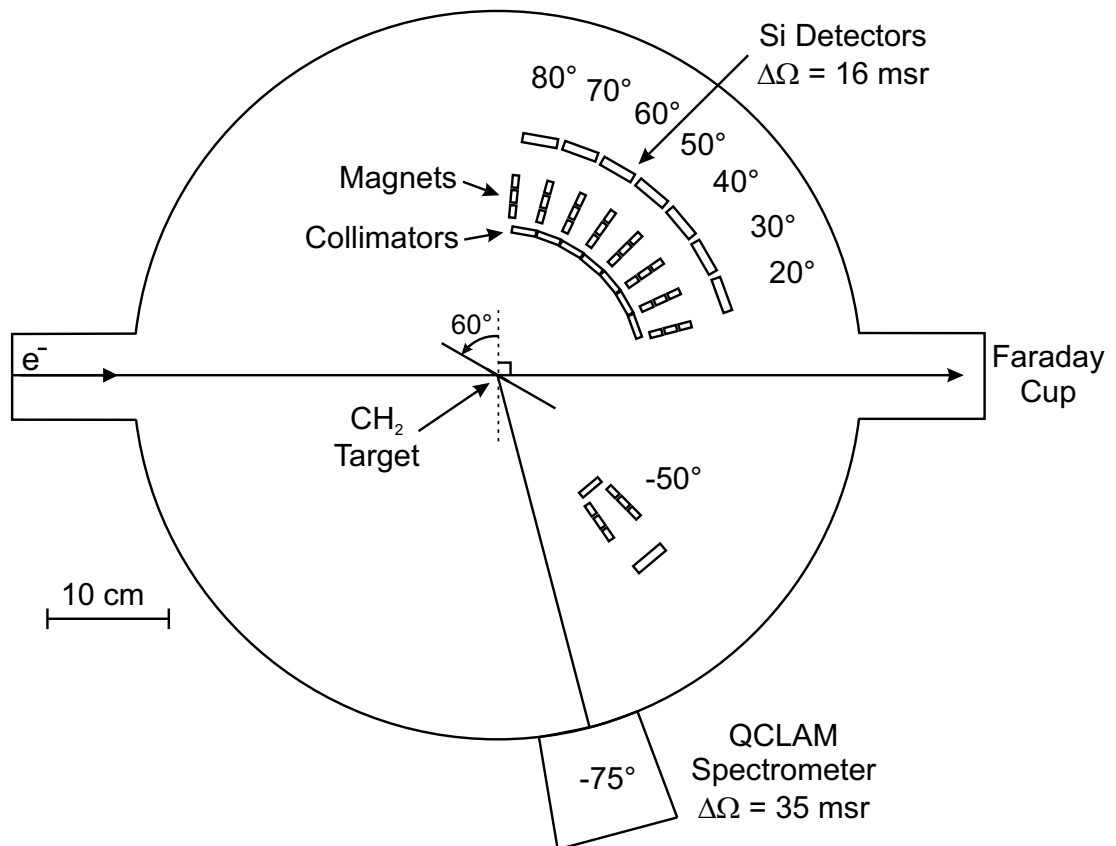


Abb. 3.10: Schnitt durch die Streukammer. Zu erkennen ist das CH_2 -Target in der Mitte und das Detektoren-Set mit Kollimatoren und Magneten.

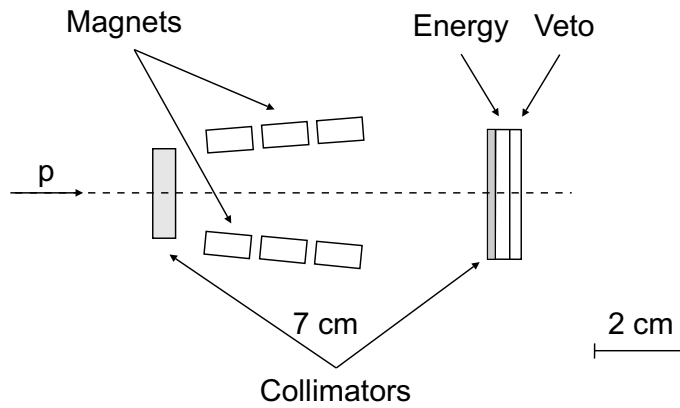


Abb. 3.11: Schematische Darstellung eines Halbleiterteleskopes: bestehend aus erstem Kollimator, Co-Sm Magneten, zweitem Kollimator und zwei Detektoren zur Energiebestimmung (E) und als Veto-Detektor (Veto).

gestellt. Der primäre Elektronenstrahl wird in einen Strahlfänger (Faraday Cup) geführt und die akkumulierte Ladung gemessen.

Der Aufbau eines Halbleiterteleskopes ist in Abb. 3.11 schematisch dargestellt. Die Halbleiterteleskope bieten Platz für zwei Halbleiterzähler. Der Raumwinkel der Zähler wird durch zwei Blenden, die 7 cm voneinander stehen, definiert. Zwischen den Blenden befinden sich Kobalt-Samarium-Permanentmagnete, mit einer Remanenz von ca. 11 kG. Die Kombination dieser Magnete lenkt niederenergetische Elektronen bis 2.5 MeV vor dem Detektor ab. Damit wird der niederenergetische Untergrund verringert.

Die meisten kommerziell verfügbaren Si-Detektoren (z.B. der Firma ORTEC) besitzen eine runde Geometrie. Der Wirkungsquerschnittsverlauf in einem solchen Detektor erscheint als gaussförmiger Peak (Abb. 3.12 links, durchgezogene Linie) der erheblich von der erwarteten Form des Energiespektrums (gestrichelte Linie) abweicht. Die Raumwinkelabhängigkeit muss entfaltet werden. Um damit verbundene Ungenauigkeiten zu vermeiden, wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit neue rechteckförmige Halbleiterzähler (Abb. 3.12 rechts) entwickelt.

Diese wurden als Oberflächensperrschichtzähler [34] ausgelegt (zum Aufbau siehe Abb. 3.13 rechts) und im Detektorlabor des Instituts angefertigt. Die Zähler wurden in Rahmen aus Elektroplatinenmaterial (PCB) der Firma SLS GmbH montiert (Abb. 3.13 links). Jeder Detektor besteht aus einer Si-Scheibe, die in

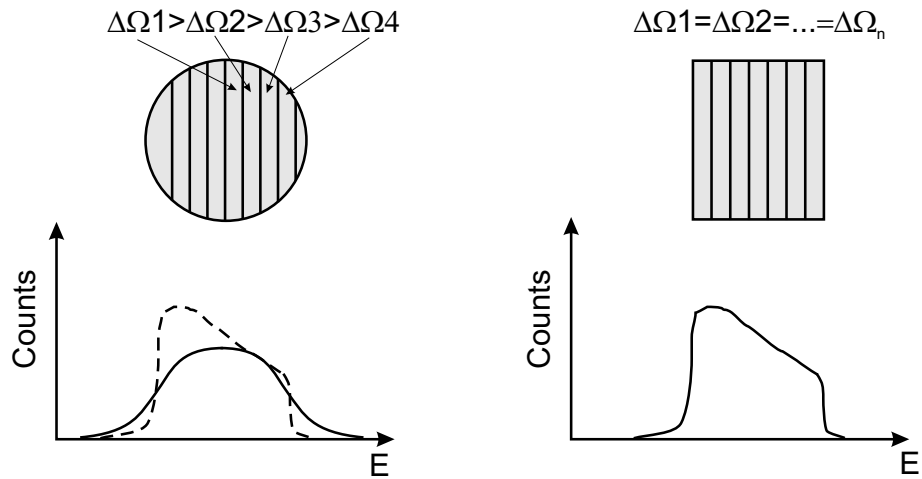


Abb. 3.12: Energiespektrum und Raumwinkelabhängigkeit bei runder (links) und rechteckiger (rechts) Detektorgeometrie.

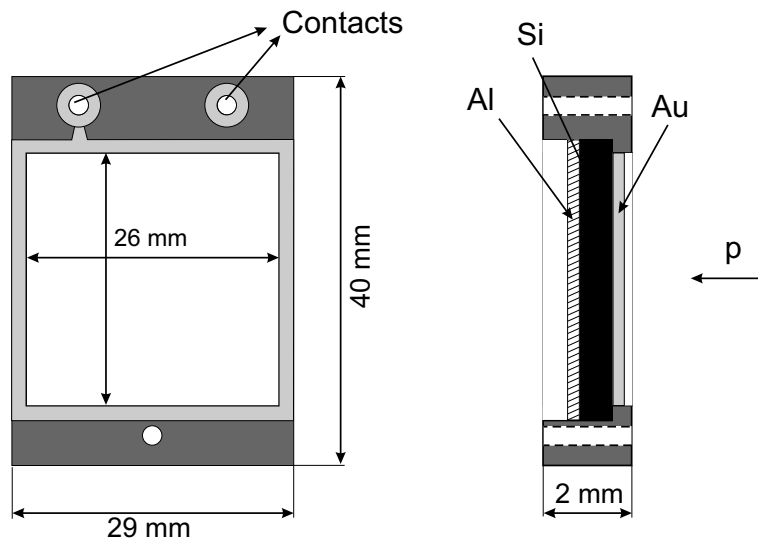


Abb. 3.13: Grundriss eines Detektorrahmens in der Ansicht (links) und von der Seite (rechts).

einen Rahmen eingeklebt ist. Weil die Siliziumoberfläche sehr empfindlich ist, wird es vor der Montage mit Lack beschichtet. Dieser Lack wird nach dem Kleben weggeätzt, wodurch sich ebenfalls die Dicke des Siliziums verringert. Danach wird das Silizium von einer Seite mit Gold ($40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) und von der anderen Seite mit Aluminium ($20 \mu\text{m}$) beschichtet. Eine Leitschicht auf dem Rahmen verbindet die Beschichtungen mit Kontaktplätzen. Hier wird zunächst eine Vorspannung angelegt (typische Werte 10 - 400 V) und am zweiten Kontakt das Signal abge-

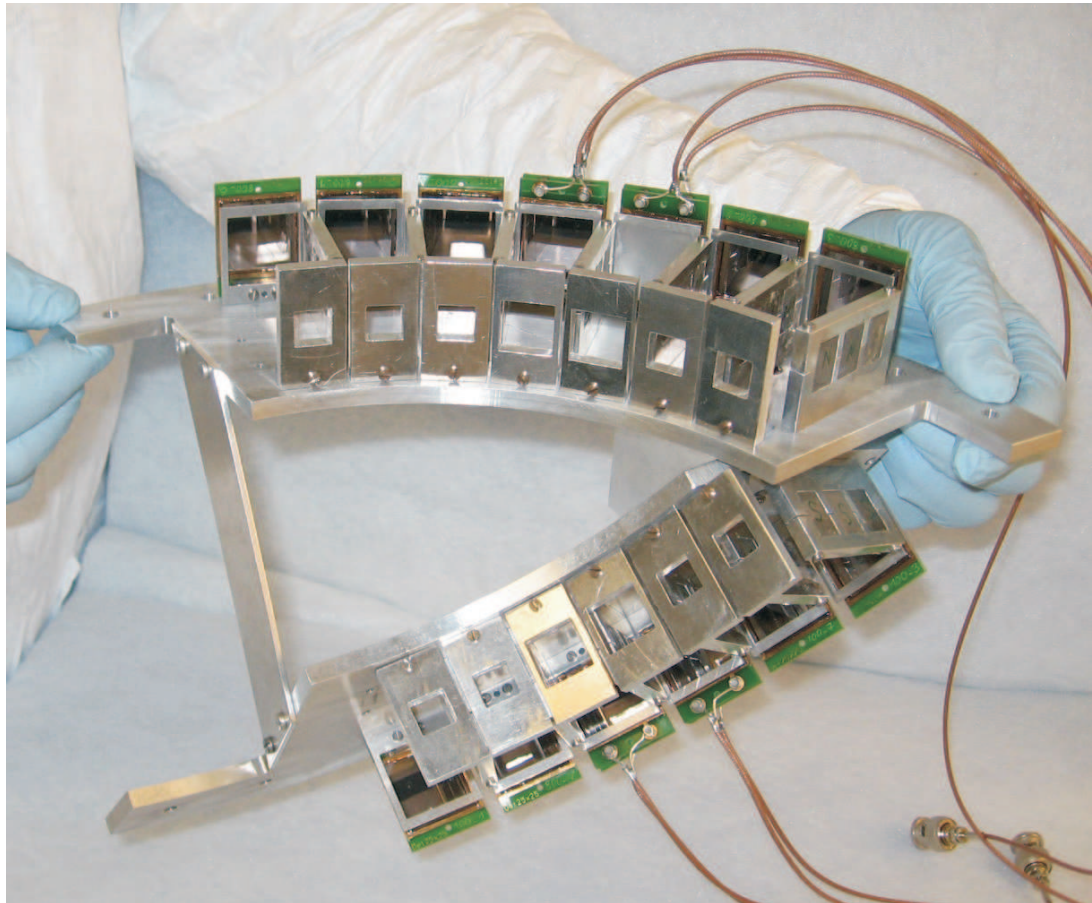


Abb. 3.14: Foto des Detektoraufbaus. Oben sind die Detektorteleskope in der Reaktionsenebene ($\varphi = 0^\circ$), unten die Detektorteleskope außerhalb der Reaktionsenebene ($\varphi = 60^\circ$) erkennbar.

griffen. Die endgültige Arbeitsfläche des Detektors hat das Maß $25 \times 25 \text{ mm}^2$ und somit eine geringfügig kleinere Fläche als die $26 \times 26 \text{ mm}^2$ des Rahmens, weil am Rand eine Klebeschicht verbleibt. Die Öffnung des Kollimators direkt vor den Detektoren ist der aktiven Detektorfläche angepasst.

Ein Foto des Gesamtaufbaus mit den Detektoren ist in Abb. 3.14 gezeigt. Die obere Detektorreihe befindet sich während des Experiments in der Reaktionsenebene, die untere unter einem Azimutalwinkel von $\varphi = 60^\circ$.

3.5 Messelektronik und Datenaufnahme

In Abb. 3.15 ist das Blockschaltbild der Experimentelektronik gezeigt. Die beiden Detektoren eines Teleskops werden parallel ausgelesen. Das Detektorsignal wird im Vorverstärker (PA - Preamplifier) verarbeitet. Das Energiesignal wird im SA (SA - Spectroscopy Amplifier) verstärkt und dann im ADC (ADC - Analog to Digital Converter) digitalisiert. Das Zeitsignal des E-Detektors wird im TFA (TFA - Timing Filter Amplifier) verstärkt. Ein verknüpftes Signal aller E-Detektoren dient als Trigger für die Datenaufnahme. Dieses Signal, zusammen mit dem sogenannten Not-Busy (Elektronik ist bereit zu messen), liefert ein Gate (Zeitfenster für Datenaufnahme) zur Steuerung des ADC. Dieses Gate öffnet die Kanäle aller E- und Vetodetektoren, um Untergrundereignisse (E-Veto Koinzidenz) in der weiteren Datenanalyse identifizieren zu können.

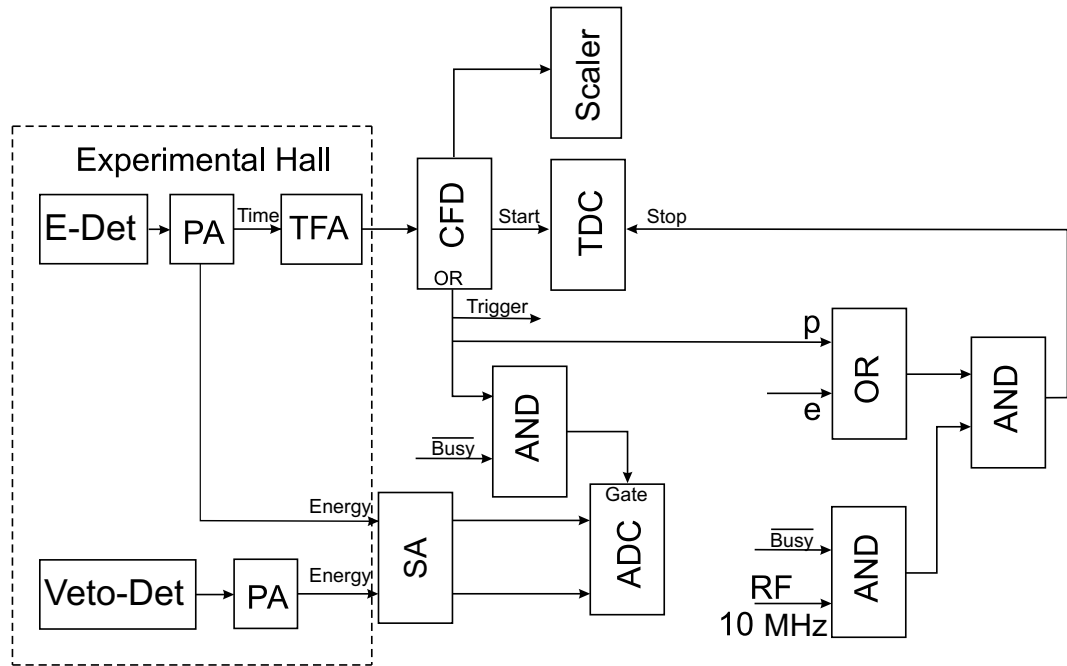


Abb. 3.15: Blockschaltschema der Experimentelektronik.

Die Zeitsignale laufen zusätzlich in einen Scaler, der alle 10 Sekunden ausgelesen wird und so die laufenden Zählraten der Detektoren angibt. Parallel dazu werden in einem TDC (Time to Digital Converter) Zeitspektren aufgenommen. Für dieses Experiment wird ein gepulster Strahl mit einer Wiederholungsrate von

10 MHz und Pulsdauern von etwa 5 ns bereitgestellt. Im TDC wird ein Zeitfenster von ~ 100 ns eingestellt, wodurch 2 Strahlbunche gemessen werden können. Der TDC wird durch ein logisches Signal gestoppt, das aus dem RF-Signal (Radio Frequency) und dem Trigger generiert wird.

Parallel zum Protonennachweis erfolgt eine Datenaufnahme gestreuter Elektronen mit dem Magnetspektrometer [22]. Dies dient, wie in Kap 3.2 ausgeführt, der Kontrolle der Targeteigenschaften. Darüber hinaus erwartet man aber auch für eines der Teleskope echte kinematische Koinzidenzen aus der elastischen Streuung, die für eine Analyse der Daten von Bedeutung sind, da die entsprechenden Spektren untergrundfrei sind.

Ein Auslesevorgang der Elektronik wird entweder durch ein Ereignis in einem Halbleiterdetektor oder in den Drahtkammern gestartet. Ein Zeitfenster, das in einem Triggermodul eingestellt werden kann, erlaubt die Identifikation derartiger echter Koinzidenzen.

Die Speicherung aller anfallenden Messdaten erfolgt im sogenannten List-Mode Data (LMD) Format durch das an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt entwickelten [35] MBS (Multi Branching System). Diese Software läuft unter dem Betriebssystem LynxOS [36] auf einem RIO3-Prozessorboard [37] in einem VME-Crate. Sämtliche Daten werden mit Hilfe des MBS auf einer Festplatte gespeichert, um später offline analysiert werden zu können. Um aber auch direkt während des Experiments Daten analysieren zu können, werden diese auch online zur Verfügung gestellt.

Die im Experiment verwendete Datenaufnahmesoftware basiert auf dem Softwarepaket GO4 (GSI Object Oriented On-line Off-line System [38,39]), das ebenfalls von der GSI entwickelt wurde. Es handelt sich um ein auf ROOT [40] basierendes objektorientiertes Online-Offline-Datenanalysesystem. Mit Hilfe dieses Softwarepaketes wurde eine Online-Datenaufnahme programmiert, in der alle Rohdaten (Protonenspektren, Elektronenspektren, TDC-Spektren, etc.) visualisiert, sowie diverse, nicht rechenintensive Analysen durchgeführt werden können.

3.6 Testexperiment

Um die Realisierbarkeit der in Kap. 3.2 beschriebenen Experimentiermethode zu testen, wurde 2006 ein Testexperiment mit den damals zur Verfügung stehenden Detektoren durchgeführt. Da die Entwicklung der rechteckigen Detektoren noch nicht abgeschlossen war, wurden teilweise noch runde Zähler (Firma ORTEC) eingesetzt.

Tabelle 3.1 fasst die Informationen über die zu den jeweiligen Detektorwinkeln gehörenden mittleren Protonenenergien, die Impulsüberträge, die Detektordicken für E- und Veto-Detektoren und deren entsprechende Form zusammen. Die kinematischen Parameter beziehen sich auf eine Strahlenergie von 60 MeV. Der Raumwinkel der neuen rechteckigen Detektoren beträgt 16 msr (mit Kollimatoren etwa 14 msr), und der der runden 5.2 msr. Die Detektoren wurden paarweise hintereinander in die Detektorteleskope gestellt und in dem beschriebenen Energie-Veto-Modus (E/V) betrieben.

Der Elektronenstrahl wurde an einem PE-Target (CH_2) mit einer Dicke von $350 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ gestreut, die gestreuten Protonen wurden in den Halbleiterdetektoren nachgewiesen, die gestreuten Elektronen im QCLAM-Spektrometer. Die wichtigsten Parameter dieser Strahlzeit sind in Tab. 3.2 zusammengefasst.

Die Messung wurde bei einer Strahlenergie $E_0 = 60 \text{ MeV}$ mit Strömen von 50 nA bis 300 nA durchgeführt. Zusätzlich wurden Daten an einem Kohlenstofftarget mit einer Dicke von $510 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ genommen. Diese Messung diente zur Bestimmung jenes Anteils der Elektronen, die an den Kohlenstoffatomen des CH_2 -Targets streut, und eine wichtige Untergrundquelle darstellt.

Wegen der geringen Wärmeleitfähigkeit des sehr dünnen PE-Targets sind die Ströme auf 100 nA begrenzt. Um diese zu erhöhen wurde ein Wobbler-System eingesetzt [41]. Das Target wird damit ständig in Form einer Lissajous-Figur bewegt. Dies führt gleichzeitig zu einer Mittelung über eventuelle Targetinhomogenitäten. Auf dem Target wird eine Fläche von etwa $10 \times 10 \text{ mm}^2$ bestrahlt.

Tab. 3.1: Kinematische Parameter von Protonen und Detektordicken des Testexperiments bei einer Elektronenenergie $E_0 = 60$ MeV.

Winkel	q	E	Det. Dicke E/Veto	Det. Form
Grad	fm^{-1}	MeV	μm	
20	0.54	6.1	1000 / 1000	rund
30	0.50	5.2	1000 / 1000	rund
35	0.47	4.6	1000 / 1000	rund
40	0.44	4.0	380 / 380	rechteckig
45	0.40	3.4	380 / 380	rechteckig
50	0.37	2.8	250 / 250	rechteckig
55	0.33	2.3	250 / 250	rechteckig
60	0.29	1.7	100 / 100	rund
65	0.24	1.2	100 / 100	rund
70	0.2	0.8	70 / 70	rund
75	0.15	0.5	70 / 70	rund

Tab. 3.2: Parameter des Testexperiments.

Elektronenenergie	60 MeV
Elektronenstrom	50 – 300 nA
Pulswiederholungszeit	50 ns
Pulslänge	5 ns
Gesamte Messzeit	182 h
Targets (Dicke in $\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	CH_2 (350), ^{12}C (500)

4 Resultate des Testexperiments

4.1 Energiespektren

Typische Spektren verschiedener Halbleiterzähler unter Streuwinkeln von $\theta = 35^\circ$ (oben), $\theta = 50^\circ$ (mitte) und $\theta = 70^\circ$ (unten) sind in Abb. 4.1 zu sehen. Die Protonensignale, deren Lagen mit Pfeilen in Abb. 4.1 gezeigt sind, sitzen in allen Fällen

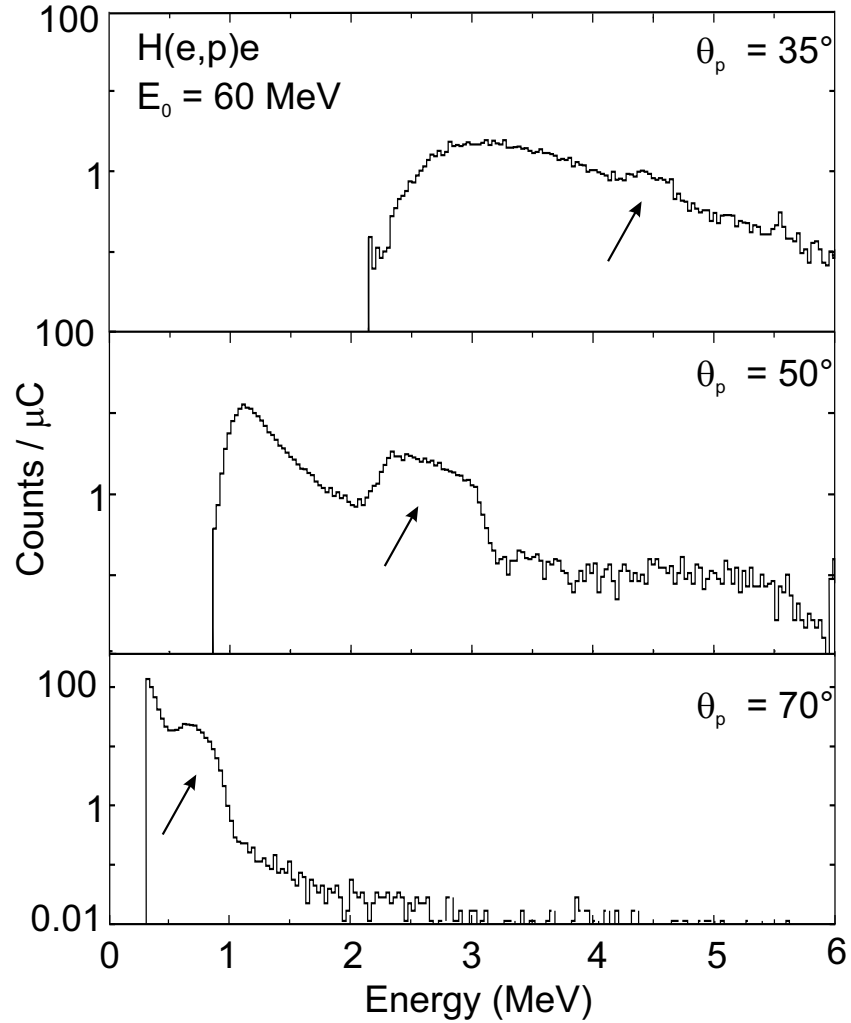


Abb. 4.1: Gemessene Spektren in halblogarithmischer Auftragung von H(e,p)e für eine Strahlenergie von $E_0 = 60$ MeV und unter den Streuwinkeln $\theta = 35^\circ$ (oben), $\theta = 50^\circ$ (mitte) und $\theta = 70^\circ$ (unten). Die Pfeile weisen jeweils auf den Protonenpeak. Der Anfang der Spektren ist durch die Schwelle des CFD definiert.

auf einem Untergrund. Dieser Untergrund ist unter Vorwärtswinkeln erheblich, wo die Protonenzählraten gering sind. Der Protonenpeak, hier bei etwa 4.5 MeV, ist vom gesamten Spektrum schlecht trennbar. Unter Rückwärtswinkeln ist zwar der Untergrund sehr viel niederenergetischer, aber auch die Protonenenergien sind so gering, dass wiederum die Protonenverteilung mit der Untergrundverteilung überlappt.

4.2 Zeitspektren

Zur Trennung der Protonen von Elektronen aus Untergrundereignissen wurde die Flugzeitmethode benutzt. Da sich die Flugzeiten von Elektronen und Protonen zwischen Target und Detektor unterscheiden, ist es möglich diese Teilchen, soweit sie näherungsweise am selbem Ort entstehen, zu trennen. Der Zeitunterschied beträgt 4 ns unter Vorwärts- und 10–16 ns unter Rückwärtswinkeln. Mit einer Zeitaufösung des RF-Signals von etwa 5 ns ist die Trennung für einen Winkelbereich ab $\theta = 40^\circ$ möglich.

Eine zweidimensionale Darstellung der Energie-Zeit Korrelation der unter $\theta = 60^\circ$ von einem E-Detektor registrierten Ereignisse ist in Abb. 4.2 (oben rechts) zu sehen. Die Projektion auf die Energieachse (unten) gibt das Energiespektrum (durchgezogen) wieder. Hier sind zwei Bereiche im Spektrum, die Protonen und Untergrundereignissen entsprechen. Die Projektion auf die Zeitachse (oben links) zeigt ebenfalls eine Doppelstruktur der Signale aus einem Strahlpuls. Der Zeitabstand zwischen zwei Pulsen ist 50 ns.

Die zweidimensionale Korrelation macht deutlich, dass eine Trennung von Protonen-(gestrichelt) und Untergrundsignalen (gepunktet) durch die Zeitinformation möglich ist. Mit Hilfe von Polygonzügen können in GO4 zweidimensionale Fenster definiert werden, die eine vollständige Trennung der Beiträge in den Energie- und Zeitspektren ermöglichen.

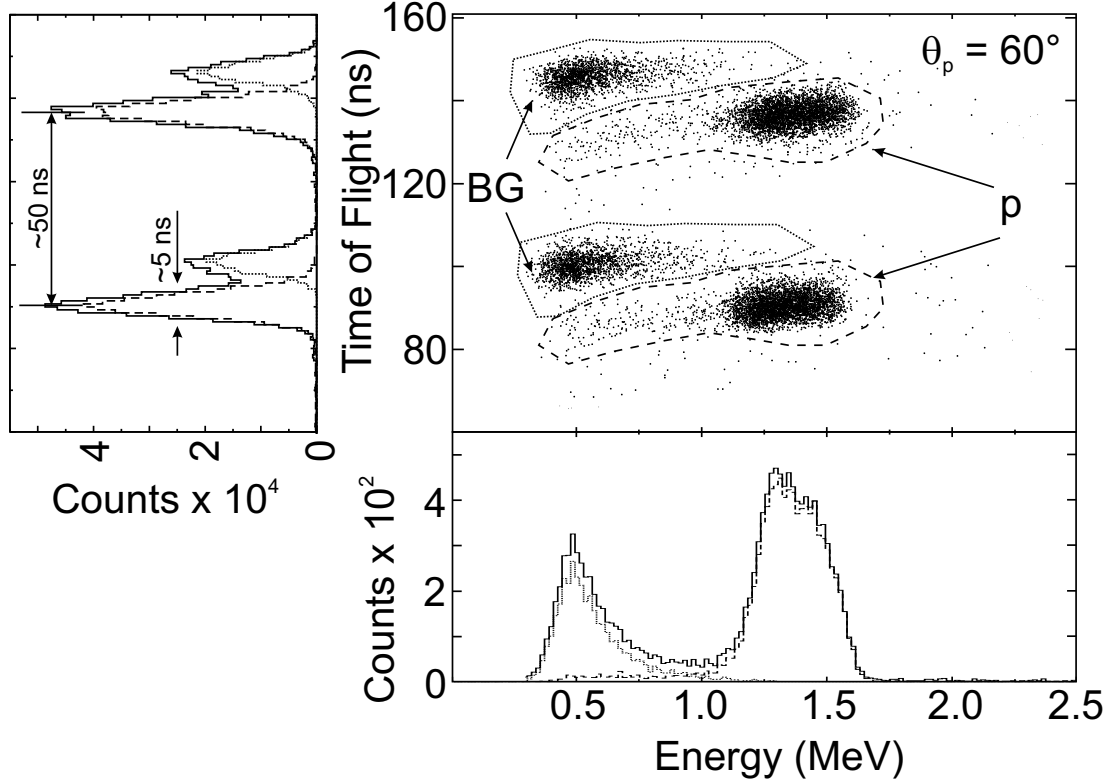


Abb. 4.2: Energie-Zeitkorrelation der gemessenen Ereignisse. Die durch Polygonzüge definierten zweidimensionalen Fenster erlauben eine komplette Trennung von Protonen- und Untergrundereignissen.

4.3 Untergrundquellen

Um mögliche Quellen, die zum Untergrund beitragen, zu identifizieren, wurden Messungen ohne Targetrahmen durchgeführt. Abbildung 4.3 zeigt den Vergleich der Spektren unter $\theta = 50^\circ$. Der Hauptbeitrag zum Untergrund entsteht offensichtlich nicht im Target. Die diskutierte Zeitkorrelation legt als Quelle Streuung an der Targethalterung durch einen Strahlhalo nahe.

Dieser Beitrag kann allerdings den Untergrund bei höheren Energien nicht erklären (man beachte die logarithmische Skala von Abb. 4.3). Deshalb wurden auch die Beiträge durch Streuung am Kohlenstoff, der in einem PE-Target enthalten ist, untersucht. Es wurde eine Vergleichsmessung an einem reinen Kohlenstofftarget durchgeführt. Abbildung 4.4 zeigt einen Vergleich mit dem am PE-Target gemessenen Spektrum, normiert auf die einfallende Ladung und die Zahl der

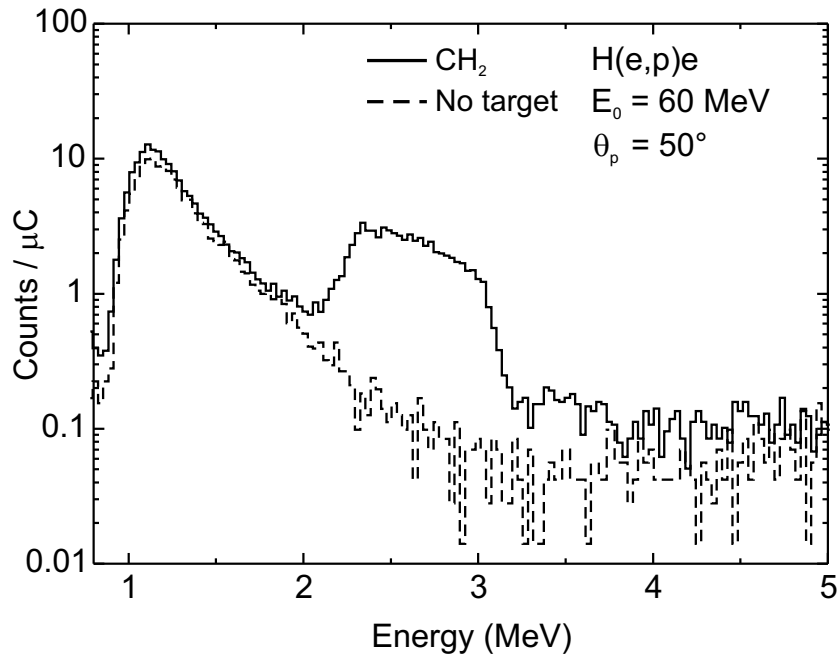


Abb. 4.3: Detektorspektrum gemessen an einem Polyethylenetarget CH_2 (durchgezogen) und ohne Target (gestrichelt).

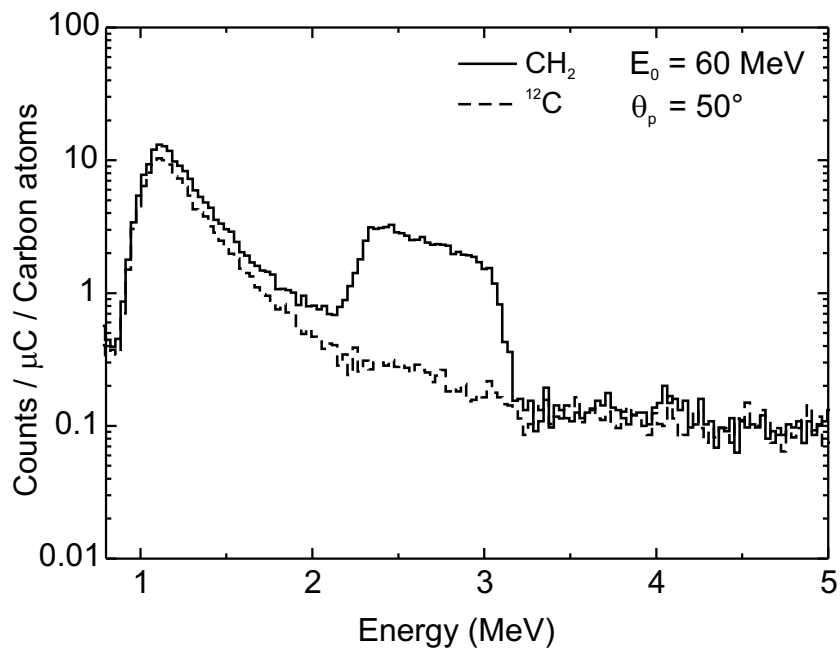


Abb. 4.4: Spektrum gemessen an einem Polyethylenetarget CH_2 (durchgezogen) und einem Kohlenstoff-Target (gestrichelt).

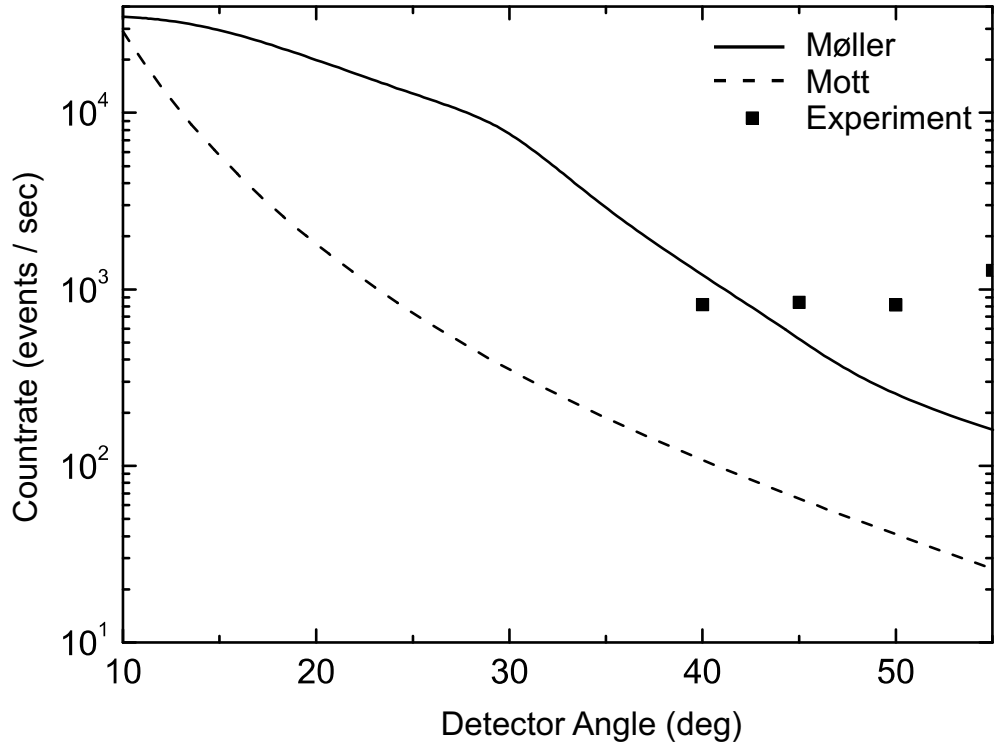


Abb. 4.5: Vergleich zwischen GEANT4 Simulationen für Møllerstreuung (durchgezogen), Mottstreuung (gestrichelt) für Elektronen am Kohlenstoff und gemessenen Untergrundzählraten (Punkte) bei einer Elektronenergie von 73 MeV.

Kohlenstoffatome im Target.

Mögliche Quellen dieses Untergrundes aus Streuprozessen im Target sind die elastische Streuung des Elektrons am Kern, wobei das Elektron statt das Proton beobachtet wird, oder die Streuung am Coulombfeld des Elektrons des Targets (sogenannte Møllerstreuung). Mit Hilfe einer Simulation wurden die Zählraten für elastische Streuung und Møllerstreuung an Kohlenstoff abgeschätzt. In Abb. 4.5 sind die Ergebnisse der Simulation zu sehen. Mit der durchgezogenen Linie sind die Zählraten der Mottstreuung (als Näherung der elastischen Streuung) als Funktion des Detektorwinkels dargestellt. Die gepunktete Linie zeigt die Ergebnisse für die Møllerstreuung unter Einschluß von Mehrfachstreuprozessen. Es ist zu sehen, dass die Mottstreuung im Vergleich zur Møllerstreuung für alle Detektorwinkel vernachlässigbar ist. Die Form der Verteilung für die Møllerstreuung kann durch sekundäre Prozesse erklärt werden. Ein Vergleich der im Testexperiment beobachteten Untergrundzählraten (Vierecke) zeigt eine relativ gute Übereinstim-

mung mit der Vorhersage für die Møllerstreuung. Die Abweichungen bei größeren Winkeln können auf die oben diskutierten Beiträge durch den Strahlhalo zurückgeführt werden.

Weitere Untergrundquellen wurden mit einer Anordnung studiert, in der die zwei Detektoren nacheinander (sogenannte E-Veto-Anordnung) positioniert in Koinzidenz betrieben werden (vgl. Kap. 3.5). Elektronen, die durch beide Detektoren fliegen, tragen zum Untergrund bei, wohingegen die Zählerdicken so ausgelegt waren, dass Rückstoßprotonen aus der Reaktion $H(e,p)e$ jeweils im E-Zähler gestoppt wurden. Da beide Detektoren jeweils die gleiche Dicke haben, ist der Energieverlust eines Elektrons in beiden Detektoren annähernd gleich.

Abbildung 4.6 zeigt ein zweidimensionales Spektrum für ein Detektorteleskop unter $\theta = 50^\circ$. Hier ist die Energie des ersten Detektors über der Energie im Veto-Detektor aufgetragen. Der Energieverlust relativistischer Elektronen in Silizium ist näherungsweise $2 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$. Für einen Zähler von $250 \mu\text{m}$ Dicke bedeutet dies ein Energiesignal von etwa 135 keV. Der niederenergetische Teil (in der Abbildung unterhalb 3 MeV im E-Detektor und unterhalb 1 MeV im Veto-Detektor) wird offensichtlich durch Elektronen (Pile-Up, Møller, Mott) verursacht.

Der an ein seitlich gedrehtes „V“ erinnernde Verlauf im mittleren Teil des Spektrums kommt von hochenergetischen geladenen Teilchen, die teilweise im zweiten Detektor gestoppt wurden und teilweise dort nur einen Teil ihrer Energie deponierten. Um dies zu verifizieren wurden Simulationen für den Energieverlust von Protonen mit Energien zwischen 0 und 25 MeV in zwei Siliziumdetektoren gleicher Dicke von $250 \mu\text{m}$ durchgeführt. Das Ergebnis dieser Simulationen ist in Abb. 4.6 als gestrichelte Linie gezeigt. Der Verlauf der Simulation entspricht qualitativ dem Verlauf der experimentellen Daten, aber die Absolutwerte im E-Detektor werden für den oberen Ast etwas unterschätzt.

Diese Untergrundkomponente wurde bei einer Messung mit dem PE-, Kohlenstoff- und dem Lochtarget beobachtet, allerdings nicht bei einer Messung ohne Targets. Dies spricht für eine targetkorrelierte Erzeugung. Der genaue Ort lässt sich allerdings wegen der begrenzten Zeitauflösung von $t = 5 \text{ ns}$ (dies entspricht einem Wegunterschied von etwa 1.5 m für relativistische Teilchen) nicht bestimmen.

Diese neue Untergrundquelle von hochenergetischen Protonen stellt ein Problem der Untergrundunterdrückung dar. Der hochenergetische Teil lässt sich über die

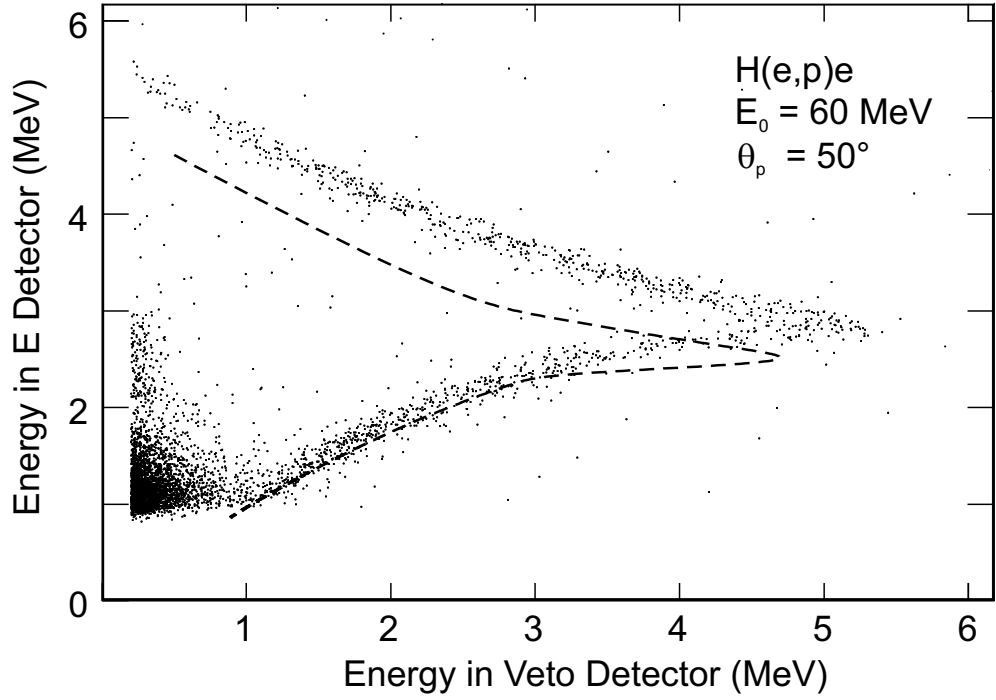


Abb. 4.6: Zweidimensionale Darstellung der ADC Signale des ersten E-Detektors und des zweiten Veto-Detektors unter einem Winkel von $\theta = 50^\circ$ im Vergleich zu einer Simulation des Energieverlustes hochenergetischer Protonen in Silizium (gestrichelt).

Koinzidenz der Si-Zähler herausfiltern, aber niederenergetische Protonen, die aus der gleichen Reaktion stammen, können nicht identifiziert werden. Diese werden bereits im ersten Detektor gestoppt und führen zu einem Untergrund. Allerdings zeigen die Daten eine relativ konstante Verteilung als Funktion der Energie, so dass ein möglicher Beitrag unter den wahren Protonensignalen begrenzt bleibt. Eine mögliche Quelle für diesen Protonenuntergrund kann die $^{27}\text{Al}(e, p)$ oder $^{27}\text{Al}(\gamma, p)$ [42] Reaktion sein, da viele Teile des Aufbaus, wie z.B. die Kollimatoren, die Detektorenplatten, die Magnethalterungen und andere Teile des Systems aus Aluminium bestehen. Die Wirkungsquerschnitte der $^{27}\text{Al}(e, p)$ Reaktion wurden nicht gemessen, die Abschätzungen können aber in [43] und in den Referenzen darin gefunden werden.

4.4 Ergebnisse

Eine Zusammenfassung der im Testexperiment gewonnenen Protonenspektren ist in Abb. 4.7 dargestellt. Die Wirkungsquerschnitte wurden in einem Winkelbereich von 30° bis 70° extrahiert. Spektren, die in der Reaktionsebene gemessen wurden, sind als durchgezogene Linien, jene die außerhalb der Reaktionsebene gemessen (unter $\varphi = 60^\circ$) wurden, sind gestrichelt gezeichnet. Auf der oberen Abszisse sind die entsprechenden Impulsüberträge angegeben.

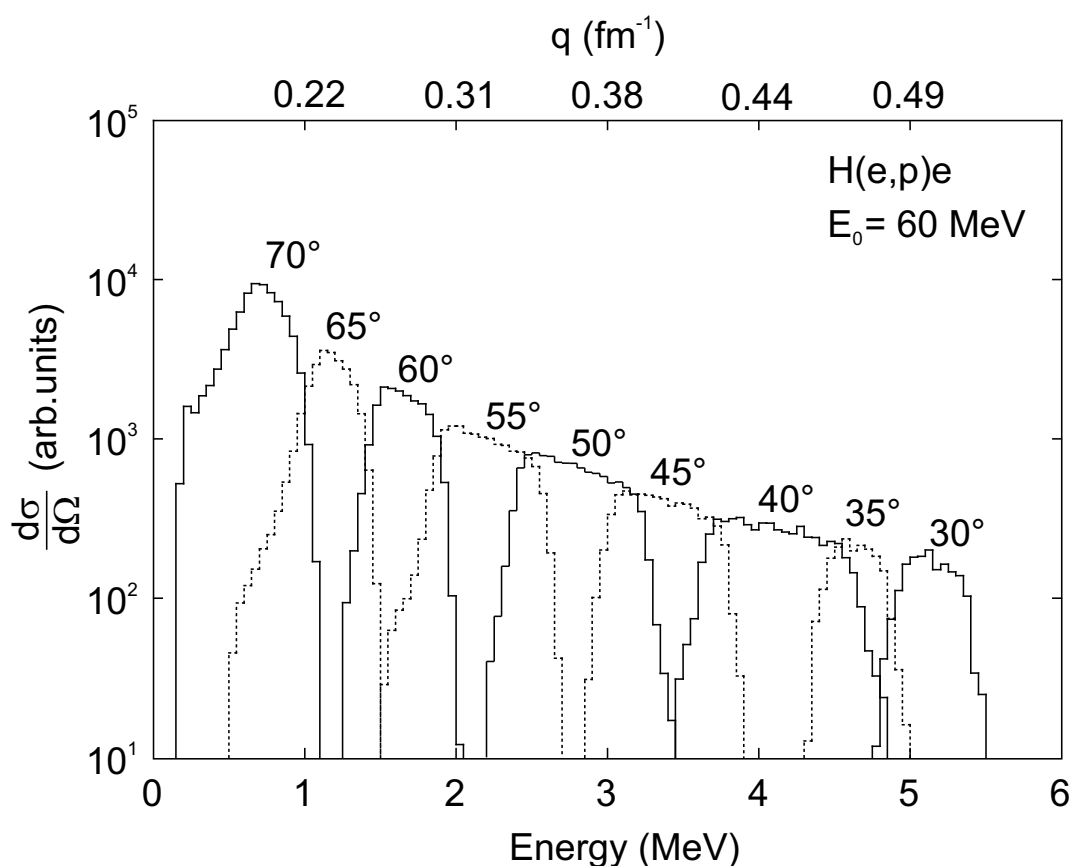


Abb. 4.7: Mit Hilfe der Flugzeitmethode extrahierte Protonenspektren in einem Winkelbereich von 30° bis 70° . Die Spektren der Detektoren, die sich in der Detektorebene befinden (durchgezogen), und die außerhalb der Reaktionsebene unter $\varphi = 60^\circ$ platziert sind (gestrichelt) zeigen einen Verlauf der Übereinstimmung mit dem Verlauf des Mottwirkungsquerschnitts.

Die unter 30° und 35° gemessenen Spektren besitzen einen großen Untergrundanteil (siehe Abb. 4.1). Für die hohen Protonenenergien in Vorwärtsrichtung werden die Zeitunterschiede zu klein, um eine Abtrennung von Untergrundelektronen über die Flugzeit zu erreichen. Deswegen wurde in diesen Spektren der Untergrund aus Lochtargetmessungen abgezogen. Die Wirkungsquerschnitte sind in diesem Impulsübertragsbereich zu hoch, weil sie immer noch einen Untergrundanteil haben. Das Spektrum gemessen unter 65° zeigt eine Verschmierung der Energie weil der Detektor außerhalb der Reaktionsebene stand und damit größere Energieverluste der Protonen erfasst hat. Dieses sieht man in Abb. 4.7 an der linken Kante des Spektrums unter 65° . Das Spektrum gemessen unter 70° hat auch einen Beitrag von Energieverlust und Stragglings, welches man ebenfalls an der linken Kante dieses Spektrums erkennen kann. Die restlichen Spektren wurden mit Hilfe der Flugzeitmethode extrahiert.

Die erhaltenen Daten wurden in konstante Impulsübertragsbereiche von 0.005 fm^{-1} geteilt, und die experimentellen Wirkungsquerschnitte wurden extrahiert. Abbildung 4.8 zeigt die extrahierten Wirkungsquerschnitte. Die statistischen Fehler hier sind kleiner als die Punkte. Hier sind die Daten der problematischen Detektoren unter den Winkeln 30° , 35° und 65° weggelassen.

Die Spektren verschiedener Detektoren wurden auf entsprechende Raumwinkel $d\Omega$ der Detektoren normiert. An die Datenpunkte wurde die Funktion

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{A}{q^4} \left(1 - \frac{q^2 \langle r^2 \rangle}{6} \right) \quad (4.1)$$

mit zwei Parametern A und $\langle r^2 \rangle$ angepasst. Die statistische Signifikanz der Resultate wurde mit einem χ^2 -Test der Anpassung von Gl. (4.1) an die Daten bestimmt, um den zugelassenen Bereich der Ergebnisse zu ermitteln. Bei diesem Verfahren wurde der $\langle r^2 \rangle$ Parameter mit einem Schritt von 0.1 fm geändert und der χ^2 -Wert extrahiert. Das aus der χ^2 -Verteilung extrahierte Ergebnis ist $1.5 \text{ } ^{+1.2}_{-1.5} \text{ fm}$.

Wegen der beschriebenen erheblichen Untergrundprobleme und einer unzureichenden Bestimmung der Strahlposition und Geometrie des Aufbaus während des Testexperiments sind die Schwankungen der Daten noch zu groß, um einen statistisch signifikanten Wert für R_p zu extrahieren. So ist z.B. der Unterschied

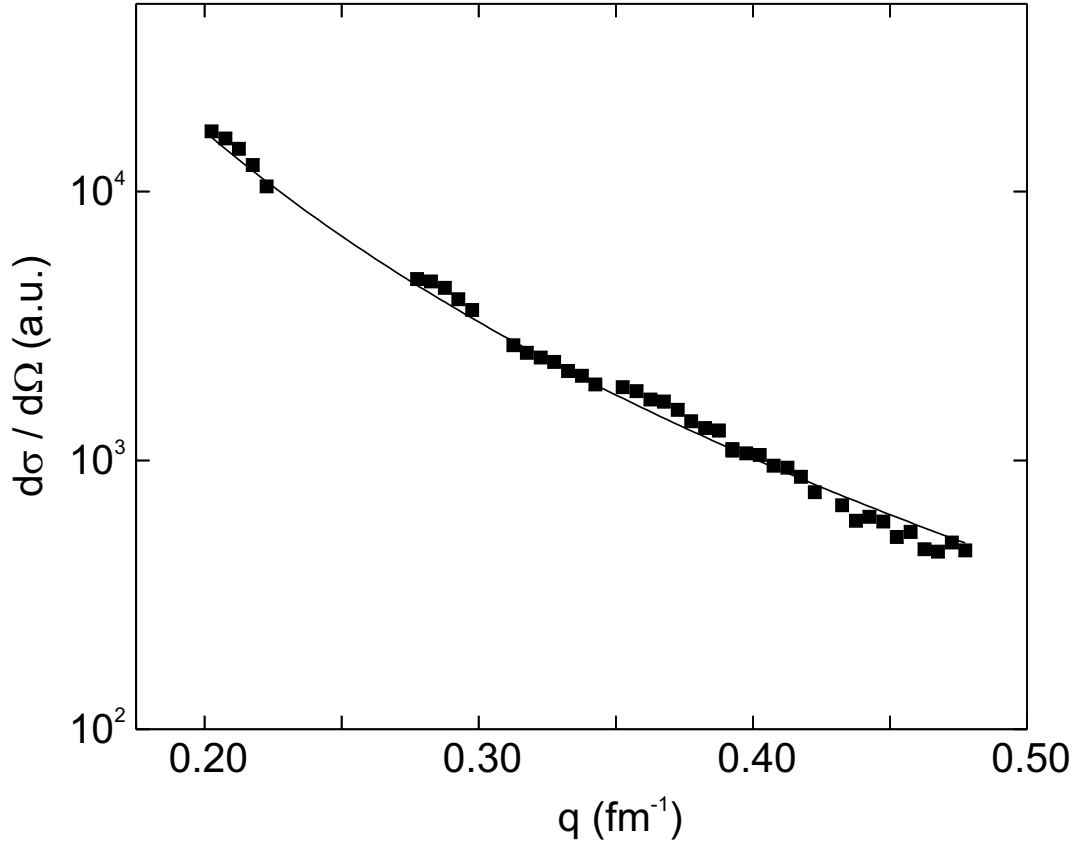


Abb. 4.8: Anpassung der extrahierten Wirkungsquerschnitte (Quadrate) durch die Funktion (4.1) mit den zwei Parametern A und $\langle r^2 \rangle$.

zwischen Fits mit einem Radius von 0.8 fm und 0.9 fm so klein, dass die Daten keine Unterscheidung erlauben. Auch war die Energie des Testexperiments nach den Überlegungen in Kap. 2 zu niedrig, allerdings waren zum Zeitpunkt der Messung aus technischen Gründen keine höheren Strahlenergien möglich.

5 Weiterentwicklung

5.1 Zusammenfassung der bisherigen Probleme

Die Resultate des Testexperiments und die auf den in Kap. 3 beschriebenen Simulationen basierende Interpretation der Daten zeigen drei Probleme, die für ein erfolgreiches Experiment gelöst werden müssen:

1. Die Flugzeitmethode erlaubt nur eine Abtrennung des Untergrundes für Streuwinkel $\theta \geq 40^\circ$. Gleichzeitig ist der Untergrund bei kleinerem Winkel aufgrund der Møllerstreuung sehr hoch.
2. Die Energiespektren in Zählern unter größerem Streuwinkel außerhalb der Reaktionsebene zeigen erhebliche Abweichungen von der erwarteten Form aufgrund des Energieverlustes im Target.
3. Die Abweichungen der Target- und Strahlposition relativ zum Pivotpunkt sollte ± 1 mm nicht überschreiten, um den Fehler der notwendigen Raumwinkelkorrektur zu begrenzen.

In folgenden werden die Lösungen dieser drei Probleme und die daraus resultierenden Weiterentwicklungen des Experimentaufbaus diskutiert.

5.2 Methode der Pulsformdiskriminierung

Unter Vorwärtswinkeln stellt sich das Problem eines erhöhten Untergrundes von Møllerelektronen, der die Bestimmung des Protonenspektrums erschwert. Um dieses Problem zu lösen, wird eine Pulsformdiskriminierung zur Unterscheidung der Teilchen verwendet [44, 45].

Seit 1963 ist bekannt, dass über die Form des Signals von Halbleiterdetektoren die Teilcheneigenschaften (Ladung, Masse) identifiziert werden können [46–51]. Die Sensitivität der Pulsform auf Länge und Dichte der Ionisationsbahn und

damit auf Masse, Ladung und Energie des detektierten Ions, ist im Wesentlichen bestimmt durch zwei Effekte:

- Eine hohe Dichte der Ladungsträger entlang der Ionisationsbahn produziert einen Bereich erhöhter Leitfähigkeit („Plasmaschlauch“), der sich durch die Diffusion der Ladungsträger radial ausdehnt. Das elektrische Feld kann nicht in diesen Bereich eindringen. Damit werden nur die Ladungsträger vom Rand dieses Plasmaschlauchs aufgesammelt. Die Zeit, die für eine komplette Desintegration dieses Bereiches benötigt wird, nennt man Plasmaerosionszeit. Sie ist abhängig von der Anfangsdichte und dem Radius der Plasmazone, von der Diffusionskonstante der Ladungsträger, sowie von dem im Plasma erzeugten Magnetfeld.
- Die Ladungsträger, die aus der Plasmazone austreten, bewegen sich entlang der Linien des elektrischen Feldes zu den entsprechenden Elektroden. Die Driftzeit hängt von der Driftbahn und der Driftgeschwindigkeit ab, die für Elektronen und Löcher in einem Halbleiter unterschiedlich sind.

Beide Effekte bewirken eine spezifische, begrenzte Ladungssammelzeit. Der Einsatz eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers erlaubt die Bestimmung der Ladungssammelzeit aus der Anstiegszeit des Ausgangssignals.

Das Prinzip der Pulsformdiskriminierungsmethode ist in Abb. 5.1 dargestellt. Hierbei liegt die Vorderseite des Detektors auf Erdpotenzial, die positive Vorspannung (bias) des Detektors wird an der Rückseite (rear side) angelegt. Für typische n-dotierte, homogene Detektoren, die mit einer positiven Spannung betrieben werden, lässt sich das elektrische Feld als Funktion der Position x im Detektor mit der Vorspannung U_D als Parameter ausrechnen

$$E(x) = \frac{1}{d} \left[U_D + \left(1 - \frac{2x}{d} \right) U_{\text{dep}} \right]. \quad (5.1)$$

Das elektrische Feld fällt mit der Dicke des Detektors ab. Die Vorspannung U_D wird gewöhnlich größer als die Verarmungsspannung U_{dep} gewählt. Letztere legt die minimale Vorspannung fest, die für einen vollen Aufbau der Verarmungszone im Detektor benötigt wird.

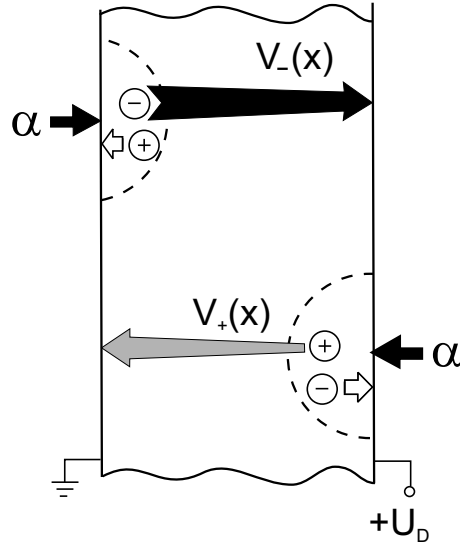


Abb. 5.1: Pulsformdiskriminierungsmethode, aus [44].

Für den Betrieb des Detektors bestehen zwei Möglichkeiten: Die Teilchen können entweder auf die Vorderseite oder auf die Rückseite einfallen. Der Strom bei Eintritt an der Vorderseite wird durch die Elektronen (schwarzer Pfeil) dominiert, bei Eintritt an der Rückseite durch die Löcher (grauer Pfeil), die sich in die entgegengesetzte Richtung bewegen. Die Länge des Strompulses ist durch die Driftzeit gegeben, die für ein homogenes Detektormaterial wohlbekannt ist [52].

Die Pulsformdiskriminierungsmethode wird hier benutzt, um Elektronen von anderen geladenen Teilchen (z.B. Protonen) unterscheiden zu können. In [53] wurden entsprechende Experimente und Simulationen zu einer Trennung von Elektronen und Protonen durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Simulationen in Abb. 5.2 zeigen, dass sich das Elektronensignal beim Wechsel von der Vorder- (gestrichelte Linie) zur Rückseite (strich-punktierte Linie) nicht wesentlich ändert. Das Protonensignal (durchgezogene Linie) hingegen ändert sich stark, da die Reichweite der niederenergetischen Protonen viel geringer als die Detektordicke ist. Daher wird das Signal durch die Löcher dominiert, die sich vom Bereich mit niedrigerem elektrischen Feld zum Bereich mit höherem bewegen. Damit wird das Signal während der Laufzeit der Löcher langsam zunehmen (gepunktete Linie).

Zum Test dieser Methode mit den hier verwendeten Detektoren wurden zunächst zwei verschiedene radioaktive Quellen benutzt: ^{241}Am (Alpha-Quelle) und ^{207}Bi (Elektronen-Quelle). Für eine Pulsformdiskriminierung wird der Detektor mit der

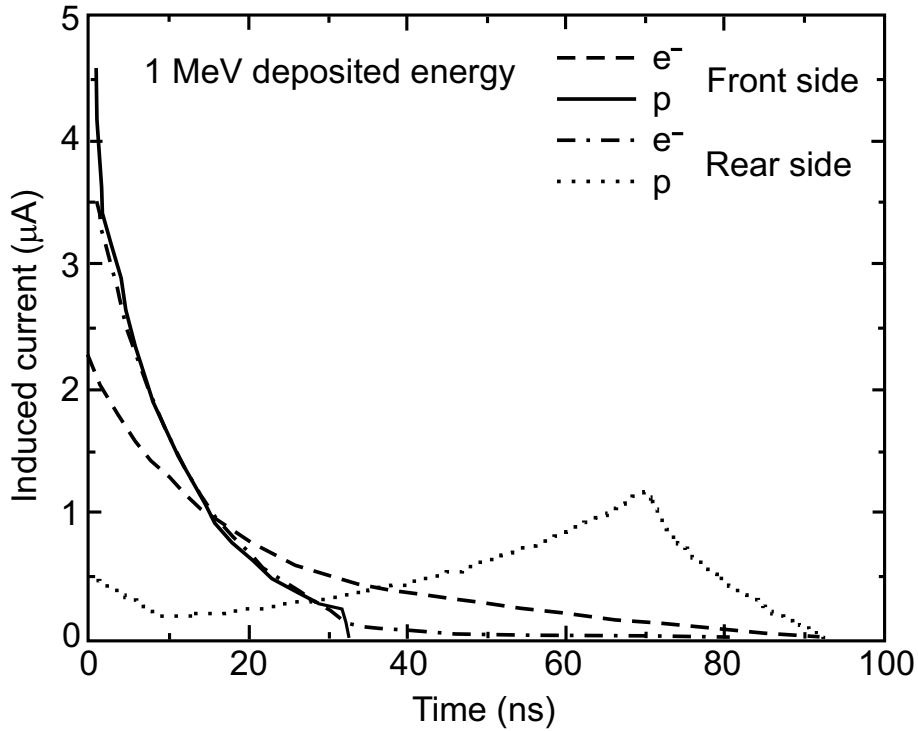


Abb. 5.2: Stromsignale, generiert für Si-Detektor anhand Wechselwirkung des Protons und des Elektrons für Teilchen die von der Vorder- und Rückseite eintreffen, aus [53].

Rückseite zur Quelle positioniert und eine hohe Vorspannung an den Detektor angelegt, um ihn komplett zu verarmen. Die Si-Detektoren müssen daher über einen hohen Leitungswiderstand in Silizium verfügen.

Das Blockschema der Experimentelektronik ist in Abb. 5.3 dargestellt. Das Ausgangssignal des Detektors geht in einen Vorverstärker, der Energie- und Zeitsignale liefert. Das schnelle Zeitsignal wird in einem TFA in ein negatives und ein invertiertes Signal aufgespalten. Beide Signale werden mit LD (Leading Edge Discriminator) mit einer negativen Schwelle, die eine Zeitreferenz liefert, analysiert. Das erste Signal kann als Start, das zweite als Stopp eines TDC genutzt werden. Wegen der unterschiedlichen Anstiegszeiten des Signals für verschiedene Teilchen werden im TDC verschiedene Zeiten gemessen. Dies erlaubt die Teilchenidentifikation.

In Abb. 5.4 ist ein gemessenes TDC Spektrum dargestellt. Die Elektronen aus der ^{207}Bi -Quelle und die Alphateilchen aus der ^{241}Am -Quelle zeigen einen Zeitunterschied von mehr als 10 ns. Dies erlaubt den Rückschluss, dass auch eine Trennung

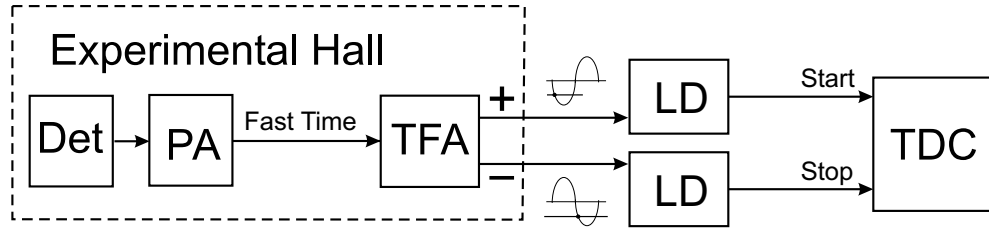


Abb. 5.3: Blockscheema zur Pulsformdiskriminierungsmethode. Der Si-Detektor (Det) wird am Vorverstärker (PA) angeschlossen, der ein Zeitsignal liefert. Das schnelle Zeitsignal wird im TFA aufgespalten. Nach dem Triggering auf beide Signale mit zwei LD (Leading Edge Diskriminator) dient das erste Signal als Start, das zweite als Stopp für den TDC.

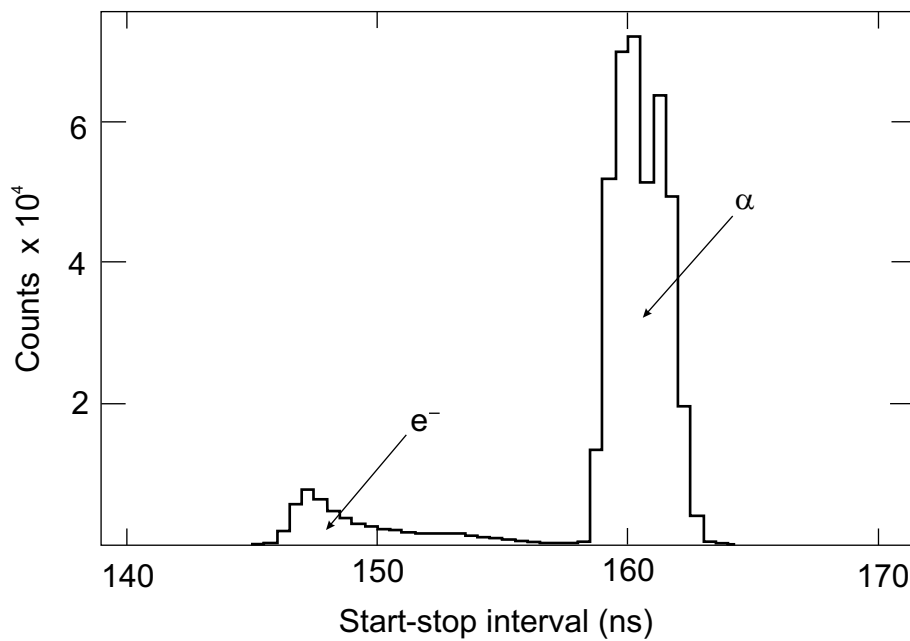


Abb. 5.4: Trennung der Alphas und Elektronen in TDC mit der Pulsformdiskriminierungsmethode.

von Elektronen und Protonen mit den verwendeten Detektoren möglich sein wird. In dem endgültigen Experiment zur Bestimmung des Ladungsradius des Protons wird diese Methode daher unter Vorwärtswinkeln angewendet.

5.3 Verbesserter Experimentaufbau

Aufgrund der während der ersten Messungen mit den Halbleiterdetektoren gesammelten Erfahrungen, wurden im Aufbau für das endgültige Experiment eine Reihe von Veränderungen vorgenommen. Ziele waren dabei vorrangig die Minimierung des Untergrundes, die Minimierung des Einflusses einer Strahlverschiebung und eine verbesserte Teilchenseparation wie oben beschrieben.

Die Detektoren unter 65° und 75° standen im Testexperiment außerhalb der Reaktionsebene. Je größer φ , desto länger ist der Weg der Teilchen im Target und desto höher ist der Energieverlust und die Wahrscheinlichkeit eines Stragglingeffekts. Um diese Abweichungen abschätzen zu können, wurden Simulationen für beide Azimuthalwinkel (0° und 60°) durchgeführt.

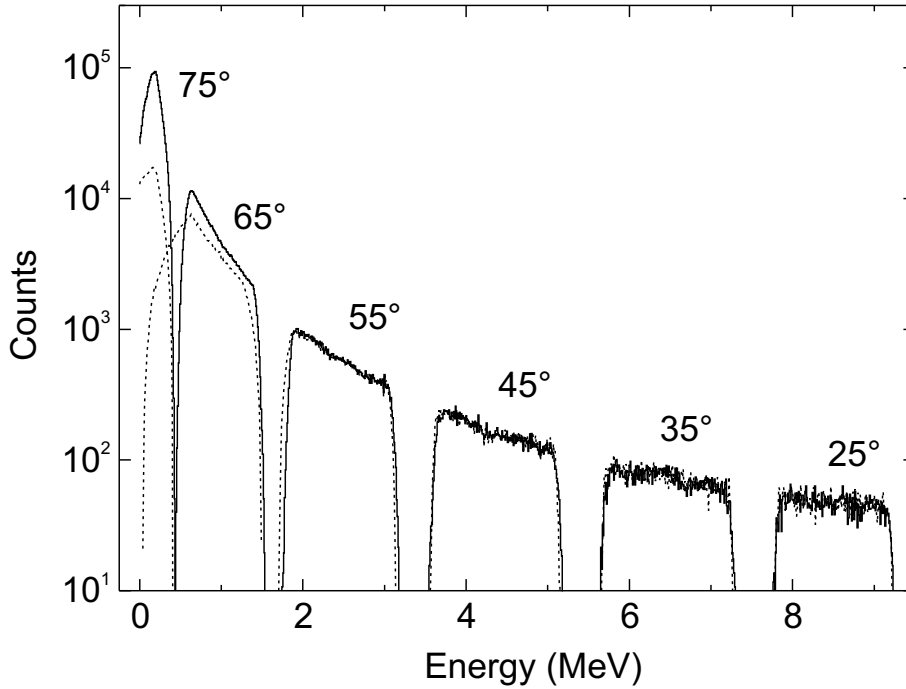


Abb. 5.5: Simulation für die Detektoren unter Winkeln zwischen $\theta_{\text{DET}} = 25^\circ$ und 75° für eine Position der Detektorebene in der Strahlebene (durchgezogen) und außerhalb der Reaktionsebene für $\varphi = 60^\circ$ (gestrichelt).

In Abb. 5.5 sind die Ergebnisse dieser Simulationen für eine Strahlenergie von 80 MeV für Detektoren unter Winkeln von 25° bis 75° dargestellt. Die durch-

gezogene Linie entspricht dem Protonenenergiespektrum in der Reaktionsebene ($\varphi = 0^\circ$). Die gestrichelte Linie entspricht dem Spektrum, bei dem die Detektorebene um einem Azimuthalwinkel von $\varphi = 60^\circ$ geneigt ist. Die Abweichung beider Spektren für Detektoren unter 65° und 75° ist groß. Deswegen wurde entschieden, diese Detektoren in der Reaktionsebene zu platzieren. Dazu werden sie auf der gegenüberliegenden Seite relativ zur Strahlachse montiert.

Weil die Protonenenergien unter Rückwärtswinkeln sehr gering sind, wurden dafür Detektoren geringerer Dicke vorbereitet. Wegen der hohen Kapazität dieser Detektoren traten während des Testexperiments Probleme mit der Elektronik (VV) auf. Um die Arbeitsweise der Detektoren zu verbessern, wurden diese für die Rückwärtswinkel ab 70° modifiziert. Dafür wurden kleine $6 \times 12 \text{ mm}^2$ Detektoren mit einer Dicke von $100 \text{ }\mu\text{m}$ gefertigt.

Der neue Aufbau ist schematisch in Abb. 5.6 gezeigt. Ein weiterer Zähler wird symmetrisch zu jenem unter 40° bei -40° eingebaut, um die Abweichungen der horizontalen Strahlposition während des Experiments überwachen zu können. Das QCLAM-Spektrometer wird zwischen den Protonendetektoren unter einem Winkel von -52° gestellt. Die Detektoren unter 20° , 30° und 35° , letzterer außerhalb der Reaktionsebene, werden umgedreht aufgestellt, um die Pulsformdiskriminierungsmethode unter Vorwärtswinkeln anwenden zu können.

Tabelle 5.1 fasst die neuen Informationen über Detektorwinkel und die entsprechenden maximalen Protonenenergien, Impulsüberträge, Protonenreichweiten, Detektordicken und Detektorformen zusammen. Die Parameter sind für eine Strahlenergie von 80 MeV ausgerechnet. Unter Vorwärtswinkeln sind runde $1000 \text{ }\mu\text{m}$ -Detektoren der Firma ORTEC vorgesehen, vor welchen rechteckigen Blenden montiert werden. Ab einem Winkel von 65° werden kleinere Detektoren mit einer Fläche von $6 \times 10 \text{ mm}^2$ platziert. Diese Detektoren können paarweise statt eines größeren rechteckigen eingebaut werden. Dies ermöglicht eine Schrittweite der Detektoren von $2-3^\circ$.

Weil die korrekte Geometrie eine grosse Rolle für die Genauigkeit des Experiments spielt, wurden unter drei Winkeln, 56° , 110° und -160° , „Justiermarken“ mit Löchern eingebaut, die es erlauben, die richtige Höhe und die Streuwinkel des Detektoraufbaus zu kontrollieren. Die Justierung erfolgt mit Hilfe eines Theodoliten.

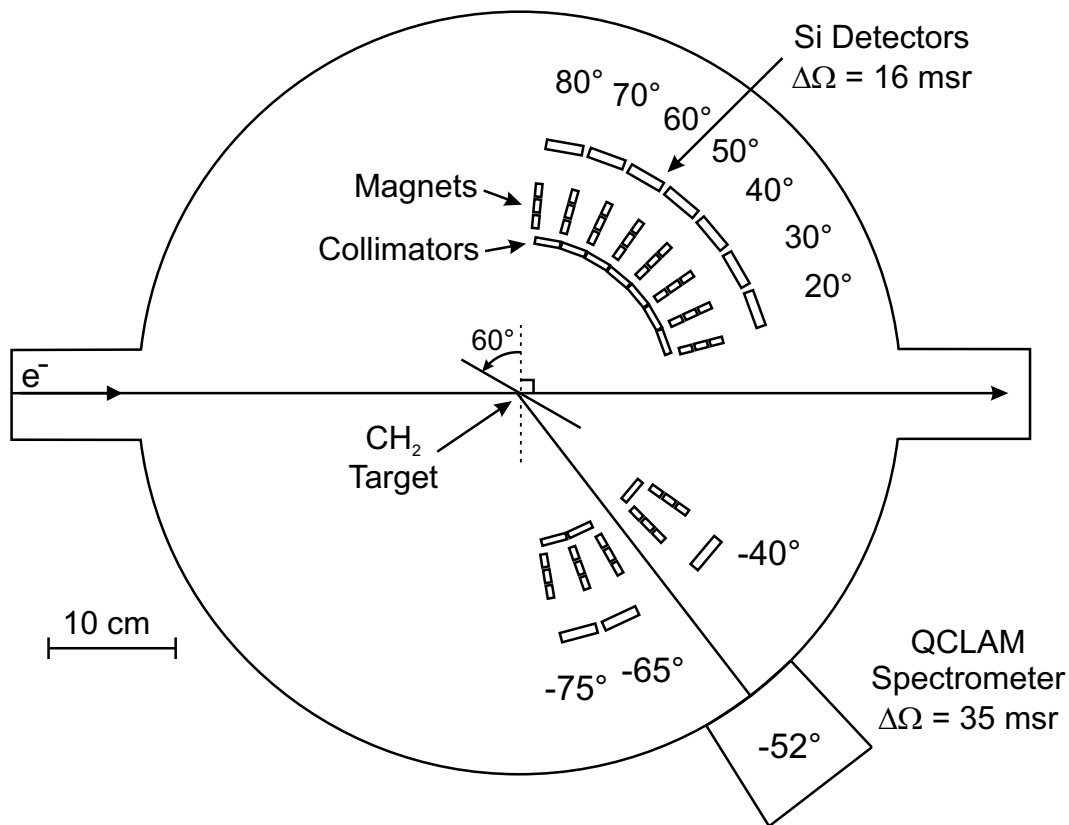


Abb. 5.6: Schema des neuen Experimentieraufbaus. Ein zusätzlicher Zähler wird symmetrisch unter -40° eingebaut, um die Strahlposition während des Experiments zu überwachen. Die Detektoren unter 65° und 75° werden von der zweiten Ebene (Ausserreaktionsebene) in die Reaktionsebene verlegt, um den Energieverlust der Protonen im Target zu minimieren. Das QCLAM-Spektrometer wird zwischen den Detektoren unter einem Winkel von -52° aufgestellt.

Um die Justierung zu erleichtern, wurde ein neuer Targetrahmen hergestellt, der entlang seiner ganzen Länge Justierlöcher besitzt. Die Justierung erfolgt mit Hilfe eines Lasers, der auf die Mitte der Streukammer fokussiert wird. Damit ist es zusätzlich möglich, die Lage des Strahls auf einem später zur Einstellung verwendeten Leuchttarget zu bestimmen.

Tab. 5.1: Kinematische Parameter der Protonen und Detektordicken berechnet für eine Strahlenergie von 80 MeV.

Winkel	q_{\max}	E_{\max}	Reichweite	Det. Dicke	Form
Grad	fm^{-1}	MeV	μm	μm	
20	0.72	10.8	810	1000	rund
30	0.67	9.3	630	1000	rund
35	0.64	8.5	530	1000	rund
40	0.60	7.5	430	600+600	rechteckig
45	0.56	6.5	340	380+380	rechteckig
50	0.51	5.5	250	380+380	rechteckig
55	0.46	4.5	180	250+250	rechteckig
60	0.41	3.5	120	250+250	rechteckig
65	0.35	2.6	70	100+100	rechteckig
68	0.29	1.8	40	100+100	$6 \times 10 \text{ mm}^2$
72	0.24	1.2	20	100+100	$6 \times 10 \text{ mm}^2$
73	0.23	1.1	17	100+100	$6 \times 10 \text{ mm}^2$
77	0.18	0.7	7	100+100	$6 \times 10 \text{ mm}^2$

5.4 Zusammenfassung und Ausblick

In Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuartiger experimenteller Aufbau zur Messung des Ladungsradius des Protons entwickelt. Hierzu wurden rechteckige, großflächige Si-Detektoren verschiedener Dicken im Detektorlabor des Instituts für Kernphysik entwickelt und hergestellt.

Testmessungen zeigen, dass das vorgeschlagene Experiment grundsätzlich möglich ist, aber man mit erheblichem Untergrund zu kämpfen hat. Es wurden zwei wesentliche Methoden zur Untergrundreduktion implementiert. Zum einen können mit Hilfe eines gepulsten Strahls Untergrundelektronen vom Protonensignal zeitlich unterschieden werden. Diese Flugzeitmethode wurde in einem in dieser Arbeit beschriebenen Testexperiment erfolgreich eingesetzt. Eine weitere Trennungsmethode basiert auf einem Betrieb der Si-Detektoren, der eine Unterscheidung anhand der Pulsform ermöglicht. Diese Methode wurde mit Quellenexperimenten verifiziert.

Mit Hilfe von Simulationen wurde eine Optimierung des Aufbaus durchgeführt. Das Experiment ist komplett aufgebaut und läuft zur Zeit der Fertigstellung dieser Arbeit am S-DALINAC bei Strahlenergien zwischen 75 MeV und 85 MeV mit Strömen bis 300 nA (bei Einsatz eines Wobblers).

Zum Zeitpunkt der Abgabe der Arbeit hat das geplante Experiment gerade begonnen. Abbildung 5.7 zeigt erste aktuell über Nacht gemessene Spektren bei $E_0 = 80$ MeV und etwa 50 nA unter einem Streuwinkel von $\theta = 35^\circ$. Zur Energiebestimmung wurde simultan das Spektrum einer ^{241}Am α -Quelle mitgemessen. Die Pfeile weisen jeweils auf den Alpha- und den Protonenpeak. Die Breite des Protonenpeaks ist durch den Detektorraumwinkel definiert, der etwa 14 msr beträgt. Abbildung 5.8 zeigt, dass ein Spektrum unter einem Streuwinkel von $\theta = 65^\circ$ fast untergrundfrei ist. Die Funktionsweise der Flugzeitmethode ist in Abb. 5.9 zu sehen. Die Pfeile weisen jeweils auf die Untergrunderreignisse und die Protonen, die gut voneinander getrennt werden können. Der Pulsabstand entspricht 50 ns.

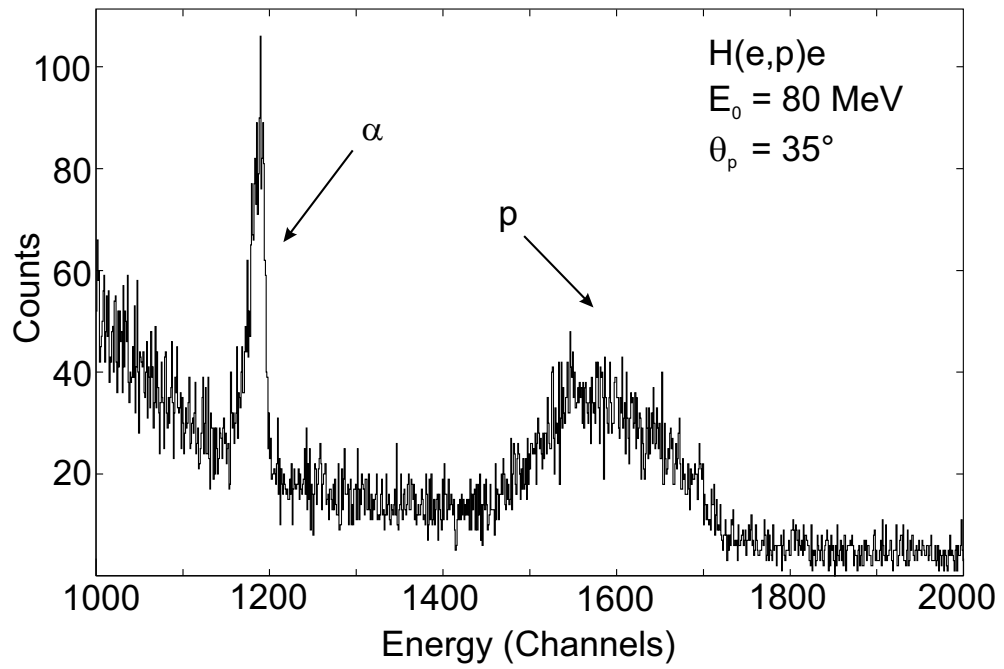


Abb. 5.7: Gemessenes Spektrum von $H(e,p)e$ für eine Strahlenergie von $E_0 = 80$ MeV und unter einem Streuwinkel von $\theta = 35^\circ$. Die Pfeile weisen jeweils auf den Alpha- und den Protonenpeak.

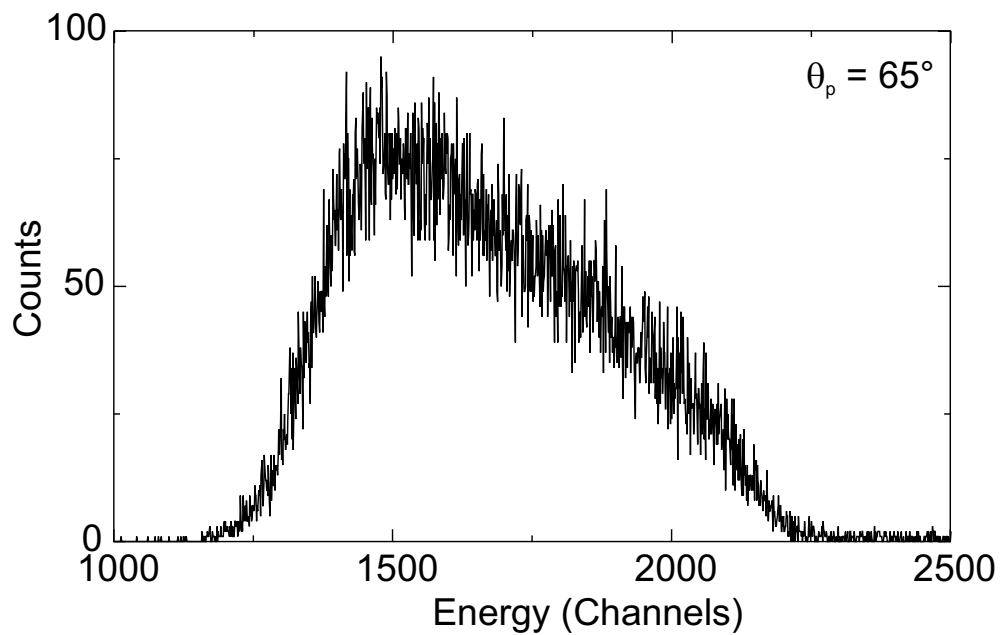


Abb. 5.8: Gemessenes Protonenspektrum von $H(e,p)e$ für eine Strahlenergie von $E_0 = 80$ MeV und unter einem Streuwinkel von $\theta = 65^\circ$.

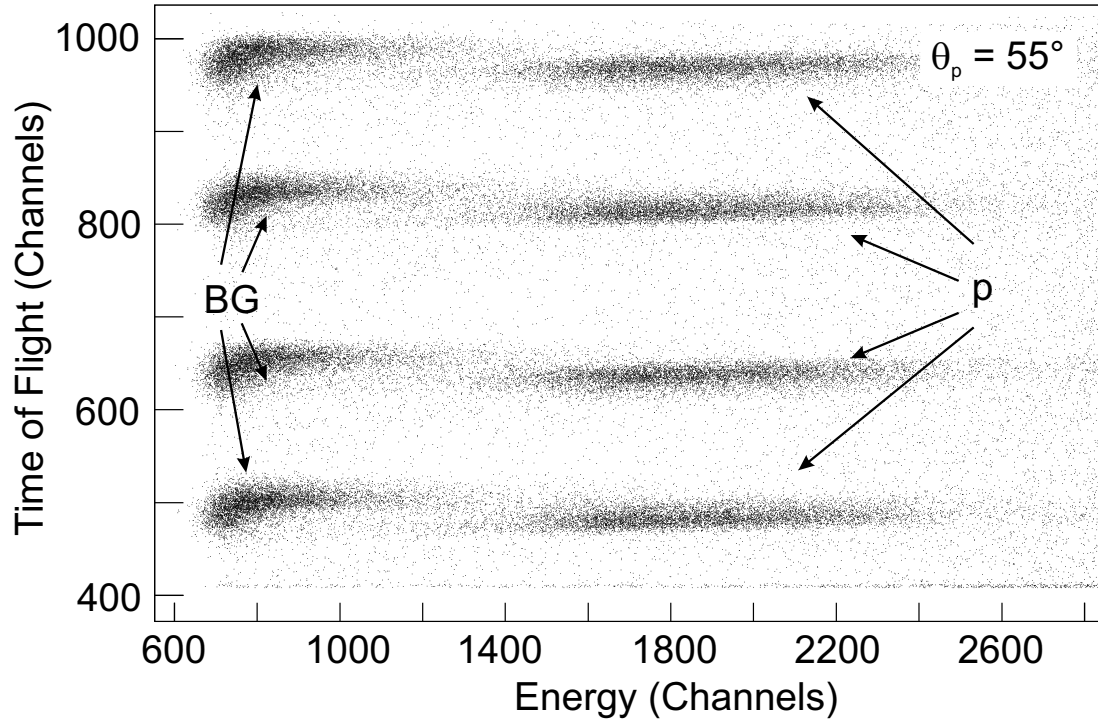


Abb. 5.9: Energie-Zeitkorrelation der gemessenen Ereignisse für eine Strahlenergie von $E_0 = 80$ MeV und unter einem Streuwinkel von $\theta = 55^\circ$. Die Pfeile weisen jeweils auf die Untergrunderreignisse und die Protonen, die gut voneinander getrennt werden können.

TEIL II:

Untersuchung der Feinstruktur von Riesenresonanzen in ^{28}Si , ^{48}Ca und ^{166}Er mit Hilfe der Waveletanalyse

6 Einleitung

Riesenresonanzen sind elementare Anregungsmoden von Kernen. In einem makroskopischen Bild lassen sie sich als Oberflächenschwingungen verstehen, die nach Multipolarität ΔL , Spin ΔS und Isospin ΔT klassifiziert werden können [54, 55]. Ihre globalen Eigenschaften wie Anregungsenergie und Stärke (typischerweise ausgedrückt als Ausschöpfung modellunabhängiger Summenregeln) werden recht gut durch mikroskopische Modelle beschrieben. Das Verständnis der beobachteten Breiten ist aber weniger gut. Es gibt drei wesentliche Beiträge zur Breite der Riesenresonanzen

$$\Gamma = \Delta\Gamma + \Gamma\uparrow + \Gamma\downarrow . \quad (6.1)$$

Hierbei steht $\Delta\Gamma$ für die sogenannte Landaudämpfung durch eine Fragmentation der Übergangsstärke der 1-Teilchen-1-Lochzustände, $\Gamma\uparrow$ bezeichnet die Entkommbreite (Escape Width) durch direkten Teilchenzerfall des Teilchen-Lochzustandes und $\Gamma\downarrow$ steht für die Spreizungsbreite (Spreading Width) durch Kopplung der Teilchen-Lochanregungen an kompliziertere Zustände. Die Escape Width kann experimentell in Koinzidenzexperimenten bestimmt werden, in denen der Zerfall in Lochzustände des Tochterkerns beobachtet wird. Die Spreading Width, die in mittelschweren bis schweren Kernen dominiert, ist schwierig direkt zu messen.

Einen neuartigen Zugang zur Untersuchung der Dämpfungsmechanismen von Riesenresonanzen liefert die Analyse ihrer Feinstruktur. Dies erlaubt zum Beispiel einen experimentellen Test der Vorstellung einer Kopplungshierarchie der Spreading Width [56, 57] von einfachen 1-Teilchen-1-Loch (1T-1L) zu komplizierteren 2T-2L-Zuständen über $n\text{T}-n\text{L}$ -Zustände bis zum Compoundkern. In dieser Vorstellung erfolgen die Kopplungsschritte mit charakteristischen Zeiten, die wiederum der charakteristischen Breite der Zustände in der Riesenresonanz entspre-

chen. Die hieraus resultierenden Fluktuationen der Anregungswahrscheinlichkeit der Riesenresonanzen können also durch Energieskalen charakterisiert werden. Es wurden eine Reihe von Modellen zur Extraktion derartiger charakteristischer Skalen aus hochauflösenden Messungen der Feinstruktur der Riesenresonanzen entwickelt [58–60]. Als erfolgreichste Methode hat sich die Waveletanalyse etabliert [57, 61–63]. Am Beispiel der isoskalaren E2-Resonanz in mittelschweren und schweren Kernen wurde gezeigt, dass die Feinstruktur und die damit verbundenen Skalen ein globales Phänomen sind. Die Feinstruktur wurde auch an einer Reihe anderer Typen von Riesenresonanzen beobachtet, wie z.B. bei der Gamow-Teller Resonanz [64, 65], bei M2-Resonanzen [24, 25] und bei der isovektoriellen E1-Resonanz [27, 66].

Eine weitere wichtige Information, die aus der Feinstruktur extrahiert werden kann, ist die Niveaudichte. Dies erfolgt durch eine Autokorrelationsanalyse der beobachteten Fluktuationen [67]. Sie erfordert aber die Kenntnis der Untergrundbeiträge zu den Spektren. Die Waveletanalyse liefert eine weitgehend modellunabhängige Methode, um diese zu bestimmen [64, 65].

In dieser Arbeit werden erstmals in leichten und mittelschweren Kernen eine Reihe von hochauflösenden Messungen von Riesenresonanzen bezüglich dieser beiden Aspekte (Skalen und Niveaudichten) analysiert. Es wird ein Vergleich der Skalen der isovektoriellen E1 und der isoskalaren E2-Resonanz in ^{28}Si durchgeführt, die mit unterschiedlichen Proben (Elektronen-, Hadronenstreuung und Einfangreaktionen) untersucht wurden. In ^{48}Ca gilt das Interesse einem Vergleich zweier isovektorieller Moden, nämlich der E1- und der M2-Resonanz. Die in [64, 65] entwickelten Methoden wurden kürzlich angesetzt [68], um die Frage einer möglichen Paritätsabhängigkeit der Niveaudichte [68, 69] zu klären. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird die Methode erstmals eingesetzt, um die Spinabhängigkeit der Niveaudichte anhand der $1^-/2^-$ Zustände zu untersuchen.

An ^{166}Er wurde die Feinstruktur der isoskalaren E2-Resonanz studiert. Hier ist die Niveaudichte im untersuchten Bereich so hoch, dass man sich im Bereich der Ericson-Fluktuationen [70] befindet. Damit ist es möglich, die mittleren Niveaubreiten (Kohärenzbreiten) mit der Fluktuationsanalyse zu extrahieren.

Der zweite Teil dieser Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Kapitel 7 beschreibt die Waveletanalyse und ihre Anwendung auf die Kernspektren. Die Extrakti-

on von Niveaudichten und Kohärenzbreiten mit einem Autokorrelationsverfahren wird in Kapitel 8 diskutiert. Die Analyse charakteristischer Skalen und der Vergleich mit theoretischen Vorhersagen sind in Kapitel 9 beschrieben. Der zweite Teil wird mit einem Fazit und einem Ausblick im Kapitel 10 abgeschlossen.

7 Waveletanalyse

7.1 Wavelet-Transformation und ihre Eigenschaften

Die Waveletanalyse ist eine neue und vielversprechende Methode der Signalanalyse. Sie wird in unterschiedlichen Gebieten verwendet, wie z.B. der Bildverarbeitung oder der Datenkomprimierung [71,72], findet aber ebenso in der Meteorologie [73], der Astrophysik [74] oder der Beschleunigerphysik [75] Verwendung.

Die Waveletanalyse kann als Weiterentwicklung der Fourieranalyse angesehen werden. Die Fourieranalyse zerlegt Signale in eine Summe von harmonischen Funktionen verschiedener Frequenzen. Die Zeitabhängigkeit des Signals wird in eine Frequenzabhängigkeit umgewandelt. Ein Nachteil dieser Methode ist der vollständige Verlust der Zeitinformation. Die Waveletanalyse bietet die Möglichkeit, eine lokale Analyse durchzuführen, wobei die Korrelation zwischen Zeit- und Frequenzinformation erhalten bleibt.

Ein Wavelet ist eine Wellenform mit begrenzter Dauer, die einen Mittelwert von Null hat. Abbildung 7.1 zeigt vier verschiedene Beispielfunktionen von Wavelets. Das „Haar-Wavelet“ ist eine Stufenfunktion, das „Mexican-Hat-Wavelet“ entspricht der zweiten Ableitung einer Gaußschen Verteilungsfunktion, und die Morlet-Funktion ist das Produkt aus einer Kosinus und einer Gaußfunktion. Das „Bior3.9-Wavelet“ besitzt keine analytische Beschreibung, aber seine Form kann

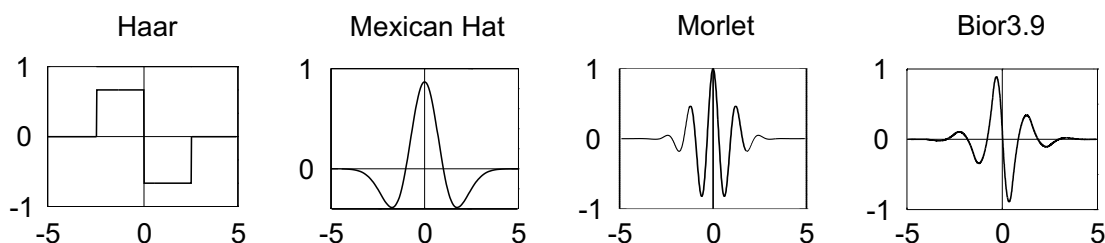


Abb. 7.1: Beispiele von Waveletfunktionen. Das Haar-Wavelet ist eine Stufenfunktion, das Mexican-Hat-Wavelet entspricht der zweiten Ableitung einer Gauß-Verteilung, und die Morlet-Funktion ist das Produkt aus Kosinus- und Gaußfunktion. Die Bior3.9-Waveletfunktion besitzt keine analytische Beschreibung.

aus der numerischen Lösung bestimmter Gleichungen [71, 72] extrahiert werden. Die Wahl der am besten geeigneten Waveletfunktion richtet sich nach den Eigenschaften des Signals.

In Analogie zur Fouriertransformation erhält man die Koeffizienten einer Wavelet-Transformation aus der Beziehung

$$C(\delta E, E_x) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(E) \Psi(\delta E, E_x, E) dE . \quad (7.1)$$

Die Waveletkoeffizienten C hängen von zwei Parametern ab: Einer Skala δE und der Position E_x in Spektrum $\sigma(E)$. Das Skalieren des Wavelets $\Psi(E)$ bedeutet eine Änderung seiner Ausdehnung. Die Variation der Variablen kann in kontinuierlichen (Continuous Wavelet Transform, CWT) oder in festgelegten Schritten (Discrete Wavelet Transform, DWT) erfolgen. Die Extraktion von charakteristischen Skalen erfolgt in der Regel mit der CWT, da die Parameter auf allen Skalen den erforderlichen Genauigkeiten angepasst werden können.

Ähnlich zur Rekonstruktion des Ursprungssignals aus den Fourierkoeffizienten, muss es möglich sein, das Signal aus Waveletkoeffizienten zu rekonstruieren

$$\sigma(E) = \frac{1}{K_\Psi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} C(\delta E, E_x) \frac{1}{\sqrt{\delta E}} \Psi\left(\frac{E - E_x}{\delta E}\right) \frac{d(\delta E) dE_x}{\delta E^2} , \quad (7.2)$$

wobei K_Ψ eine Normierungskonstante ist, die von Ψ abhängt. Die Rekonstruktion ist nur exakt, wenn die Waveletfunktionen eine orthogonale Basis bilden

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Psi_{j,k}(E) \Psi_{m,n}^*(E) dE = \delta_{jm} \delta_{kn} . \quad (7.3)$$

Offensichtlich kann eine CWT diese Bedingung niemals exakt erfüllen. Eine geeignete Basis bildet allerdings eine DWT, bei der die Parameter in Form von Potenzen der Basis 2 variiert werden. Die Anwendung der DWT führt zu einem iterativen Zugang des Spektrums in Beiträgen niedriger (Approximationen A_i) und hoher (Details D_i) Frequenzen für einen gegebenen Skalenbereich in Analogie zur Wirkung eines Hoch- und Tiefpasses in einem elektrischen Schaltkreis.

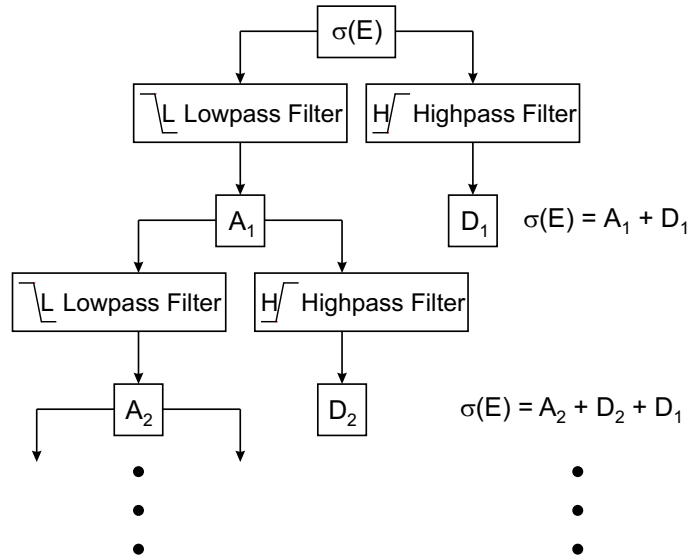


Abb. 7.2: Zerlegung des Originalsignals σ in die Approximationen und die Details, die aus einer diskreten Wavelet-Transformation (DWT) erhalten wurden.

Dieser Prozess ist schematisch in Abb. 7.2 dargestellt. In jedem Schritt der Zerlegung ist das ursprüngliche Signal $\sigma(E)$ durch die Rekonstruktionsformel

$$A_1 + D_1 = \sigma(E) . \quad (7.4)$$

gegeben.

7.2 Auswahl der Waveletfunktion

Die Auswahl der Waveletfunktion spielt eine entscheidende Rolle bei der Analyse. Die Wavelet-Transformation kann auch als Berechnung eines Ähnlichkeitsindex zwischen Originalsignal σ und Waveletfunktion Ψ angesehen werden. Dies ermöglicht die Extraktion charakteristischer Skalen aus den Wavelet-Koeffizienten. Je besser die Übereinstimmung zwischen der Form der Funktion Ψ und dem Signal σ ist, desto größer ist der Wavelet-Koeffizient. Wenn die Breite der Waveletfunktion mit einer charakteristischen Skala in σ übereinstimmt, sind die

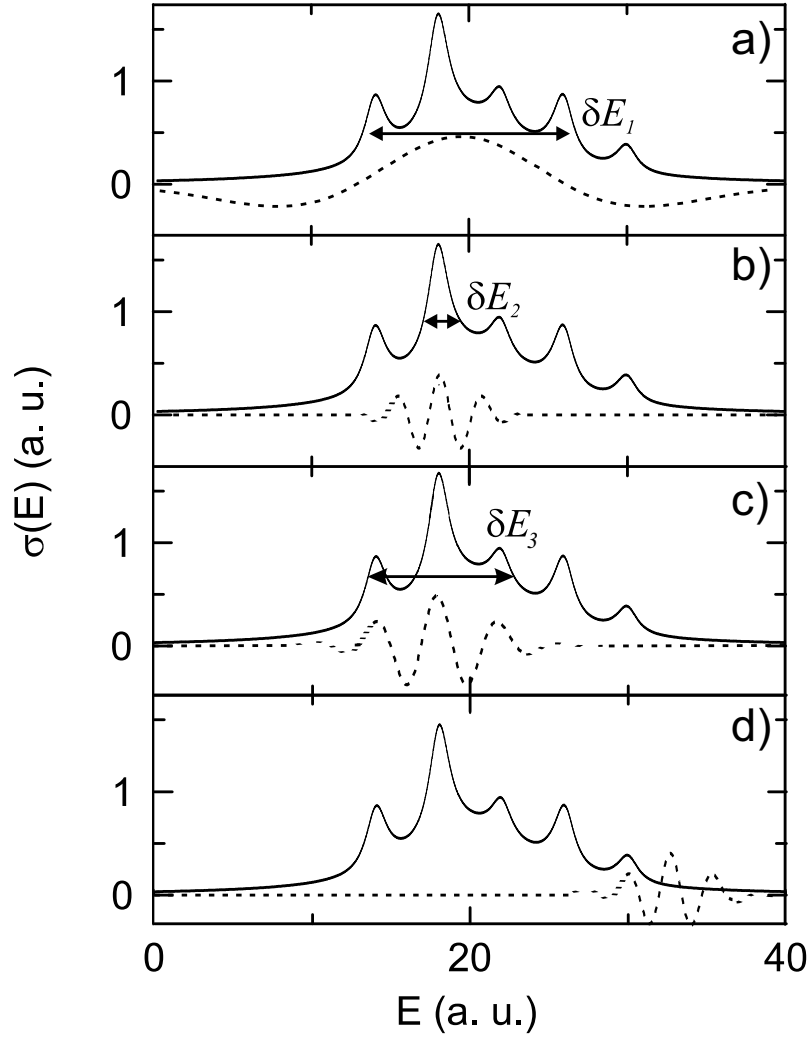


Abb. 7.3: Nachweis charakteristischer Skalen im Spektrum (durchgezogen) durch große Waveletkoeffizienten am Beispiel der Morletfunktion (gestrichelt).
a) Beispiel einer großen Skala δE_1 . b) Beispiel einer kleinen Skala δE_2 .
c) Beispiel einer Skala δE_3 durch Abstandskorrelation. d) Im Bereich geringer Strukturänderung bleiben die Waveletkoeffizienten klein.

Wavelet-Koeffizienten maximal. Dies ist beispielhaft für verschiedene Bedingungen in Abb. 7.3 demonstriert. Die Waveletfunktion ist hierbei vom Morlet-Typ, der auch später in der CWT-Analyse verwendet wird. In Abb. 7.3 a) und b) wird die Überlapp mit einer Skala bei größeren und kleineren Werten von δE demonstriert. Abbildung 7.3 c) demonstriert, dass die Waveletanalyse generell auch auf den Abstand zweier Strukturen sensitiv ist. Man erhält große Koeffizienten wenn diese gerade dem Abstand zweier Maxima der Waveletfunktionen entspricht. Teil

d) veranschaulicht den Fall, dass der Koeffizient in einem Bereich von $\sigma(E)$, der wenig Struktur zeigt, klein bleibt.

Um eine gute Auflösung der charakteristischen Skalen zu erreichen, sollte die Form der Waveletfunktion also möglichst ähnlich zur Form typischer Komponenten des Signals sein. Die beste Auflösung für die im folgenden analysierten Spektren wird mit dem Morlet-Wavelet (Abb. 7.1) erreicht [62]. Ein Nachteil dieser Funktion ist jedoch, dass sie keine Skalierungsfunktion Φ besitzt, die eine DWT und damit eine exakte Rekonstruktion des Originalsignals ermöglicht. Als Alternative kann das Bior3.9-Wavelet genutzt werden. Dieses hat eine Skalierungsfunktion und besitzt, wie in Abb. 7.1 gezeigt, eine ähnliche Form wie das Morlet-Wavelet.

Das Bior3.9-Wavelet hat auch eine andere wertvolle Eigenschaft, welche zur Untergrundbestimmung aus den Daten genutzt werden kann. Jede Waveletfunktion besitzt eine Anzahl verschwindender Momente (Vanishing Moments) definiert durch

$$\int_{-\infty}^{\infty} E^n \Psi(E) dE = 0, \quad n = 0, 1, \dots, m. \quad (7.5)$$

Für das Bior3.9-Wavelet ist diese Zahl $n = m + 1$ gleich drei. Dies bedeutet, dass jeder Beitrag im Spektrum, der sich als Polynom m -ter Ordnung schreiben lässt, nicht zu den Wavelet-Koeffizienten beiträgt.

8 Extraktion von Niveaudichten und Kohärenzbreiten

8.1 Fluktuationsanalyse

Als Methode zur Extraktion von Niveaudichten aus hochaufgelösten Spektren dient eine Fluktuationsanalyse. Sie wurde ursprünglich zur Analyse von β -verzögerten Teilchenemissionsspektren [76] entwickelt. Eine genauere Beschreibung ist in [67, 77] zu finden. Später wurde sie den Bedürfnissen der Elektronenstreuexperimente [67, 78] angepasst. Die Hauptidee dieser Methode ist es, die Autokorrelationsfunktion zu nutzen, um die Fluktuationen der Wirkungsquerschnitte um einen lokalen Mittelwert zu bestimmen.

Die Methode ist anwendbar in einem Energiebereich, in dem der mittlere Niveauabstand kleiner ist als die experimentelle Energieauflösung. Man muss zwischen zwei möglichen Fällen unterscheiden:

- $\langle \Gamma \rangle \leq \langle D \rangle$: Die mittlere Zerfallsbreite $\langle \Gamma \rangle$ ist kleiner als der mittlere Niveauabstand $\langle D \rangle$ der Zustände. Die Fluktuationen resultieren aus der hohen Dichte nichtaufgelöster Zustände und deren inkohärenter Überlagerung.
- $\langle \Gamma \rangle > \langle D \rangle$: Die Fluktuationen entstehen aus kohärenten Überlappungen der Zustände. Diese sogenannten Ericson-Fluktuationen [70] sind durch die Kohärenzbreite $\langle \Gamma \rangle$ charakterisiert.

Die Anwendung dieser Methode basiert auf zwei Annahmen: In hochangeregten Kernen ist die Abstandsverteilung von Zuständen mit gleichem Spin und gleicher Parität durch die Wignerverteilung [79]

$$P_W(s) = \frac{\pi s}{2} \exp\left(-\frac{\pi s^2}{4}\right) \quad (8.1)$$

gegeben. Wobei

$$s = \frac{D}{\langle D \rangle} . \quad (8.2)$$

Diese Verteilung hat ihr Maximum in der Nähe des Mittelwerts und zeigt für klassisch chaotische Systeme eine typische Unterdrückung kleiner Abstände („level

repulsion“) zwischen benachbarten Niveaus. Weiterhin wird angenommen, dass die Grundzustandszerfallsbreiten einer Porter-Thomas-Verteilung [80] folgen

$$P_{PT}(s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi s}} \exp\left(-\frac{s}{2}\right) \quad (8.3)$$

mit

$$s = \frac{\Gamma_0}{\langle \Gamma_0 \rangle}, \quad (8.4)$$

die eine Bevorzugung schwacher Übergänge vorhersagt.

Das Verfahren dieser Fluktuationismethode wird am Beispiel des Spektrums der Reaktion $^{48}\text{Ca}(e,e')$ bei $E_0 = 66$ MeV und $\theta = 180^\circ$ entnommen aus [81] in Abb. 8.1 exemplarisch demonstriert. Im ersten Schritt wird von dem Spektrum ein angenommener, nichtresonanter Untergrund subtrahiert. Dieses Spektrum enthält neben den Fluktuationen aus den Kernanregungen auch zählratenabhängige Schwankungen. Um diese zu eliminieren, wird das Spektrum mit einer Gauß-Funktion der Breite σ vorgeglättet. Die Wahl der Glättungsbreite ist dabei abhängig von der Kanalbreite der Anregungsspektren und muss zur Vermeidung von Informationsverlusten kleiner als die Energieauflösung ΔE des Experiments sein, letztere betrug $\Delta E = 60$ keV (FWHM). Die in der nachfolgend beschriebenen Auswertung verwendeten Glättungsbreiten betrugen typischerweise ≈ 30 keV. Das vorgeglättete Spektrum wird mit $g(E_x)$ bezeichnet.

Analog wird ein zweites Spektrum $g_>(E_x)$ durch Faltung des untergrundsubtrahierten Spektrums mit einer zweiten Gauß-Funktion erzeugt, deren Breite $\sigma_>$ mindestens das zweifache der experimentellen Auflösung beträgt. Dieses Spektrum bildet den lokalen Mittelwert. Die Spektren $g(E_x)$ und $g_>(E_x)$ sind in Teil b) in Abb. 8.1 dargestellt. Das dimensionslose stationäre Spektrum $d(E_x)$ ist als Quotient

$$d(E_x) = \frac{g(E_x)}{g_>(E_x)} \quad (8.5)$$

definiert. Sein Verlauf ist in Abb. 8.1 c) gezeigt. Durch die Normierung auf den lokalen Mittelwert ist in ihm die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts eliminiert; die Größe $d(E_x)$ ist sensitiv auf die in den Spektren erhaltene Feinstruktur und schwankt um den Mittelwert $\langle d(E_x) \rangle = 1$.

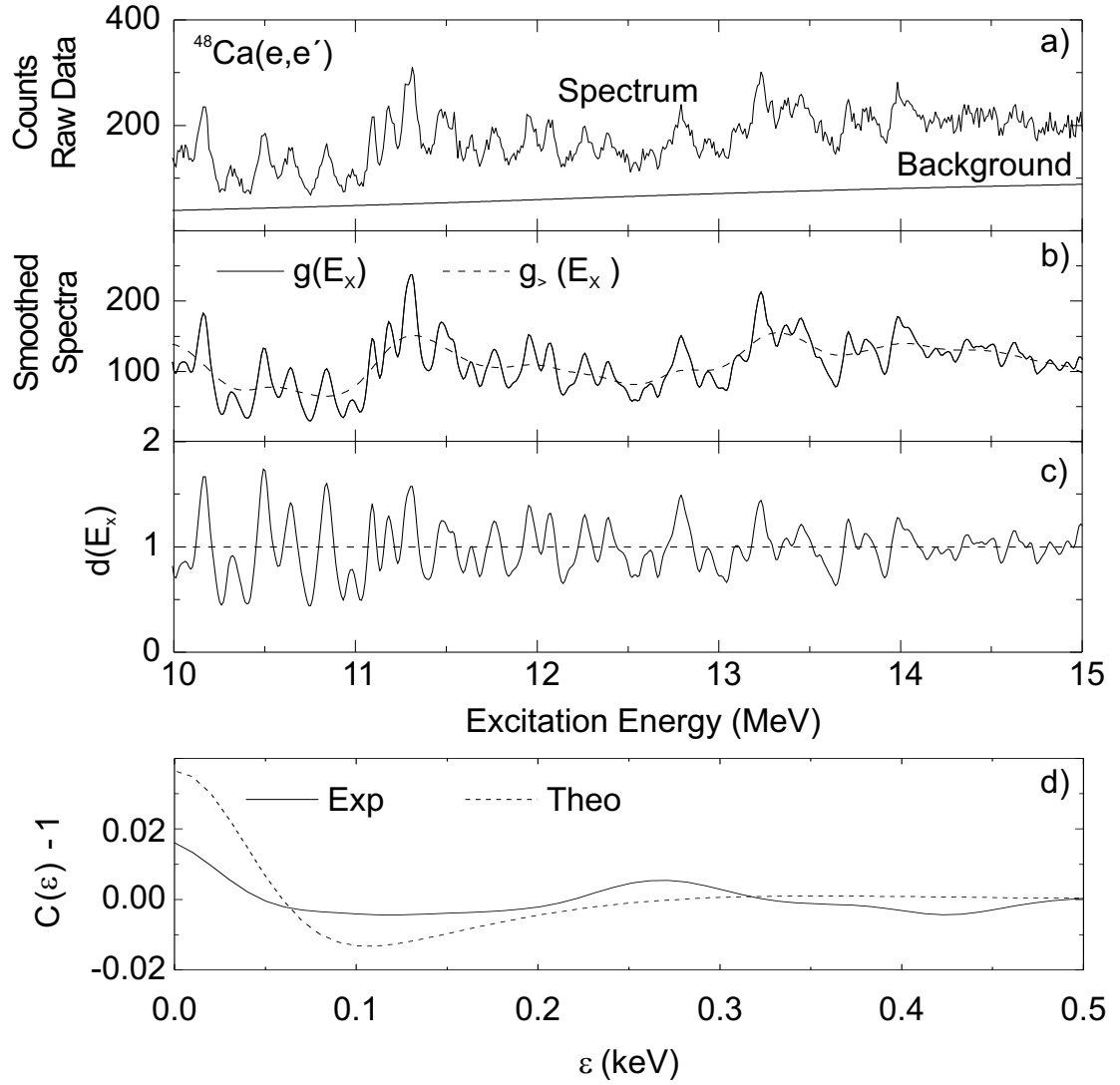


Abb. 8.1: Fluktuationsanalyse inelastischer Elektronenstreuungsspektren am Beispiel $^{48}\text{Ca}(e,e')$ bei $E_0 = 66$ MeV. a) Untergrundbelassenes Spektrum (Histogramm) mit angenommenem Untergrundverlauf (durchgezogene Linie). b) Untergrundsubtrahiertes, vorgeglättetes Spektrum $g(E_x)$ (durchgezogene Linie), lokaler Mittelwert $g_>(E_x)$ (gestrichelte Linie). c) Stationäres Spektrum $d(E_x) = g(E_x)/g_>(E_x)$. d) Experimentelle Autokorrelationsfunktion (durchgezogene Linie) und deren analytische Form (gestrichelte Linie) gemäß den Gl. (8.6) und Gl. (8.8) unter Berücksichtigung des BSFG-Modells.

Mit steigender Anregungsenergie tragen zum Wirkungsquerschnitt in $g(E_x)$ pro Energieintervall immer mehr Anregungen bei. Infolgedessen nehmen die Fluktua-

tionen der Kanalzählrate ab, entsprechend verringern sich auch die Schwankungen im stationären Spektrum. Aus der Abnahme der Schwankungen von $d(E_x)$ kann daher direkt auf eine Zunahme der Niveaudichte geschlossen werden. Ein quantitatives Maß für diese Fluktuationen ist die Autokorrelationsfunktion

$$C(\epsilon) = \frac{\langle d(E_x) \cdot d(E_x + \epsilon) \rangle}{\langle d(E_x) \rangle \cdot \langle d(E_x + \epsilon) \rangle}. \quad (8.6)$$

Der Wert $C(\epsilon = 0) - 1$ besitzt dabei den Charakter einer Varianz

$$C(\epsilon = 0) - 1 = \frac{\langle d^2(E_x) \rangle - \langle d(E_x) \rangle^2}{\langle d(E_x) \rangle^2}. \quad (8.7)$$

Nach [76] kann die Autokorrelationsfunktion durch die analytische Form

$$C(\epsilon) - 1 = \frac{\alpha \cdot \langle D \rangle}{2\sigma\sqrt{\pi}} \times \left\{ \exp\left(-\frac{\epsilon^2}{4\sigma^2}\right) + \frac{1}{y} \cdot \exp\left(-\frac{\epsilon^2}{4\sigma^2 y^2}\right) - \sqrt{\frac{8}{1+y^2}} \cdot \exp\left(-\frac{\epsilon^2}{4\sigma^2(1+y^2)}\right) \right\} \quad (8.8)$$

mit

$$y = \frac{\sigma_{>}}{\sigma} \quad (8.9)$$

approximiert werden. Die Ausdrücke σ bzw. $\sigma_{>}$ beschreiben die effektiven Auflösungen der Spektren $g(E_x)$ und $g_{>}(E_x)$, in denen zusätzlich zu den Gaußschen Breiten der Glättungen noch die experimentelle Energieauflösung berücksichtigt ist.

Im Gl. (8.8) gibt es drei Unbekannte, nämlich den mittleren Niveauabstand $\langle D \rangle$, α und der Untergrundanteil des Spektrums. Sind zwei Größen davon bekannt, kann man die dritte bestimmen.

Die Größe α ist die Summe

$$\alpha = \alpha_D + \alpha_I \quad (8.10)$$

der auf den Mittelwert normierten Varianzen der Intensitätsverteilung α_I und der Abstandsverteilung α_D der zum Wirkungsquerschnitt beitragenden Anregungen. Trägt nur eine Zustandsklasse J^π zum Spektrum bei, ergibt sich α direkt aus der Summe der Einzelvarianzen der Porter-Thomas- und der Wigner-Verteilung

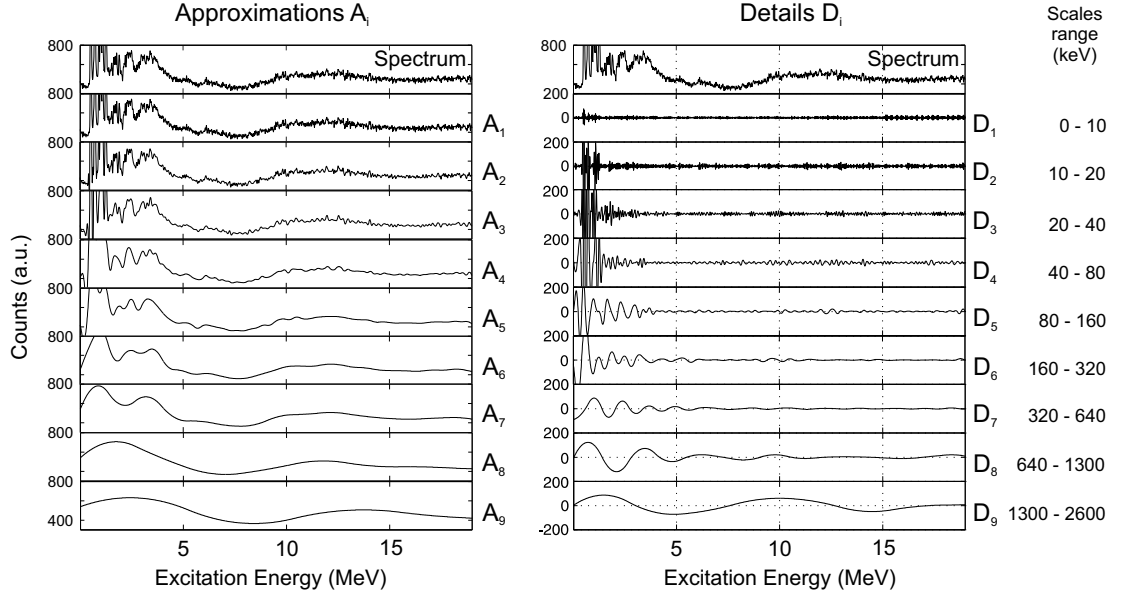


Abb. 8.2: Zerlegung des Anregungsenergiespektrums der $^{166}\text{Er}(p,p')$ -Reaktion gemessen bei $E_0 = 200$ MeV unter einem Winkel von $\theta = 8^\circ$ in Approximationen A_i und Details D_i . Die vorletzte Approximation A_8 beschreibt noch die Form der Resonanz, A_9 hingegen kann als Untergrundbeschreibung angenommen werden.

$\alpha = \alpha_{PT} + \alpha_W = 2.0 + 0.273$. Der mittlere Niveaubestand $\langle D \rangle$ ist proportional zur Varianz oder $d(E_x)$ und kann aus dem Wert $C(\epsilon = 0)$ extrahiert werden.

Bisher wurde die Fluktuationsanalyse verwendet, um den Untergrund in den Spektren zu bestimmen. Hierzu muss man Annahmen über die Niveaudichten aus Modellen machen. Wie erstmals in [64, 65] gezeigt, ermöglicht die DWT eine weitgehend modellunabhängige Bestimmung des Untergrundes und darüber hinaus die Extraktion experimenteller Niveaudichten. Die Methode wird hier am Beispiel eines Spektrums der $^{166}\text{Er}(p,p')$ Reaktion [57] demonstriert, in dem im Anregungsenergiebereich $E_x \approx 9 - 15$ MeV selektiv die isoskalare E2-Resonanz angeregt wird. Abbildung 8.2 zeigt die Zerlegung in Approximationen und Details. Die größte entfaltende Skala des Spektrums sollte die totale Breite der E2-Resonanz sein; diese wird gut durch A_8 beschrieben (siehe auch Abb. 8.7). Die nächste Ordnung der Approximationen kann dann als Form des Untergrundes interpretiert werden.

In Falle der Ericson Fluktuationen liefert die Autokorrelationsfunktion Informationen über die mittlere Niveaubreite, die sogenannte Kohärenzbreite. Es gilt [82]

$$\tilde{C}(0) = \frac{1 - y_d^2}{N} \left(\frac{\Delta E}{\pi \Gamma} + 1 \right)^{-1}. \quad (8.11)$$

Hierbei ist N die Anzahl der effektiven Spinkanäle, y_d^2 gibt den Anteil direkter Reaktionen am Gesamtwirkungsquerschnitt an, und ΔE ist die experimentelle Auflösung. Sind diese Größen bekannt, kann die Kohärenzbreite Γ bestimmt werden.

8.2 Niveaudichten von 1^- und 2^- Zuständen in ^{48}Ca

Im folgenden Kapitel werden aus hochauflösenden Elektronenstreuenspektren an ^{48}Ca , in denen selektiv die isovektorielle E1- bzw. M2-Resonanz angeregt ist, Niveaudichten für $J^\pi = 1^-$ und 2^- Zustände extrahiert.

Die Daten zur E1-Resonanz stammen aus einem $^{48}\text{Ca}(\text{e},\text{e}')$ Experiment zur Untersuchung elektrischer Riesenresonanzen niedriger Multipolarität in ^{48}Ca gemessen am S-DALINAC im Anregungsenergiebereich zwischen 11 und 25 MeV [83]. Drei ^{48}Ca Spektren bei verschiedenen Impulsüberträgen, die in der vorliegenden Analyse verwendet werden, sind in Abb. 8.3 dargestellt. Die typische Energieauflösung betrug $\Delta E = 120$ keV (FWHM).

Die diskutierten Spektren wurden in Koinzidenz mit den Neutronen gemessen und enthalten damit keinen Untergrund. Eine Schwierigkeit ergibt sich allerdings aus der Überlappung zweier Resonanzen (isovektorielle E1 und isoskalare E2) in diesem Anregungsenergiebereich. Abbildung 8.4 zeigt die theoretischen Formfaktoren für beide Moden als Funktion des Impulsübertrags. Die durchgezogenen, gestrichelten und gepunkteten Kurven zeigen das Ergebnis einer Multipolentfaltung durch Anpassung an die Daten. E1-Anregungen dominieren zwar, aber der Anteil an E2 Stärke ist nicht vernachlässigbar [83].

Mit dem Auftreten verschiedener Spin- und Paritätsgruppen, wie hier in ^{48}Ca 1^- und 2^+ Zuständen aus E1- und E2-Anregungen, wird die Bestimmung der

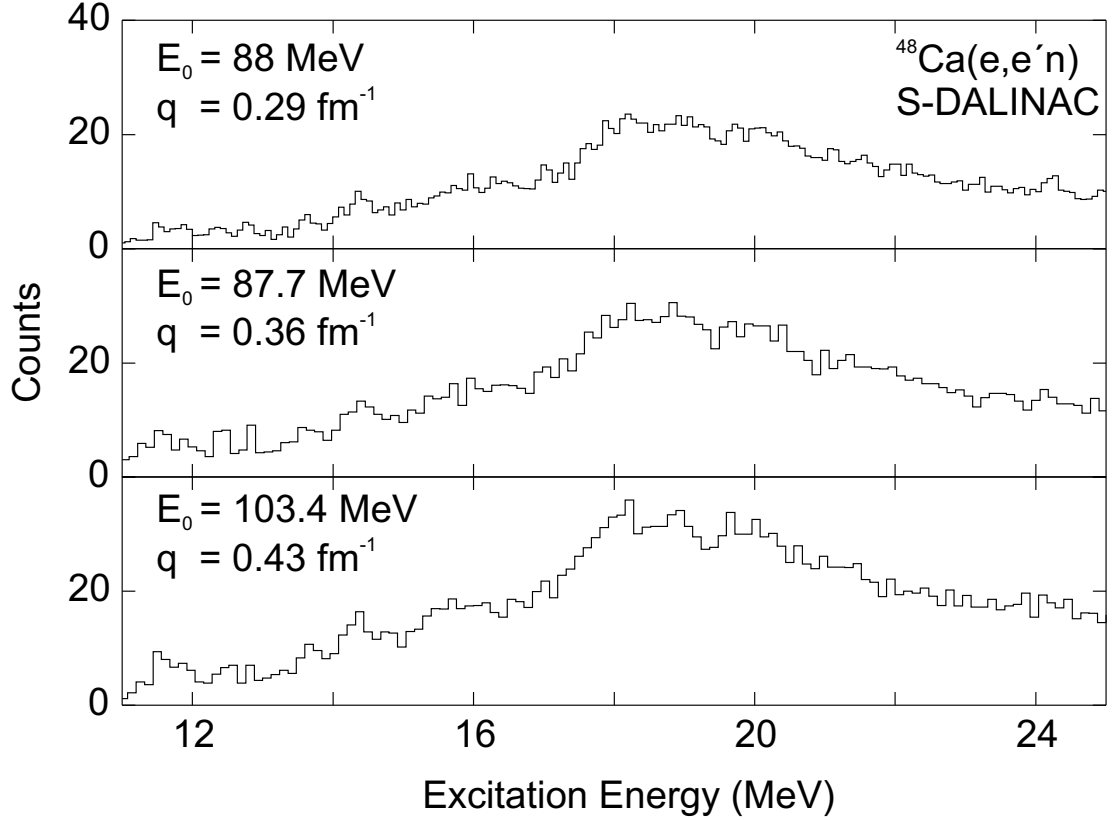


Abb. 8.3: Anregungsenergiespektren der $^{48}\text{Ca}(e,e'n)$ Reaktion gemessen von Strauch [83] bei $E_0 = 88$ MeV und $q = 0.29 \text{ fm}^{-1}$ (oben), $E_0 = 87.7$ MeV und $q = 0.36 \text{ fm}^{-1}$ (mitte) und $E_0 = 103.4$ MeV und $q = 0.43 \text{ fm}^{-1}$ (unten).

Varianzen der Intensitäts- und Abstandsverteilungen viel aufwendiger. Die Anzahl der Zustände N_i der beitragenden Gruppen, wie auch deren Anteil an der Anregungsstärke bzw. der Zerfallsbreite $N_i \cdot \langle \Gamma_0 \rangle_i$, muss bekannt sein. Für die Varianz a_W existiert kein analytischer Ausdruck, sie ist aus der jeweils geltenden Verteilung numerisch zu bestimmen. Die resultierende Gesamtverteilung aller Niveauabstände ist entweder durch eine Monte-Carlo Rechnung zu generieren oder über eine von Bohigas [84] angegebene Gleichung zu berechnen. Den Wert der Größe α_{PT} erhält man für n Gruppen durch die Bestimmungsgleichung

$$\alpha_{PT} = \frac{\langle \Gamma_0^2 \rangle - \langle \Gamma_0 \rangle^2}{\langle \Gamma_0 \rangle^2} \quad (8.12)$$

mit

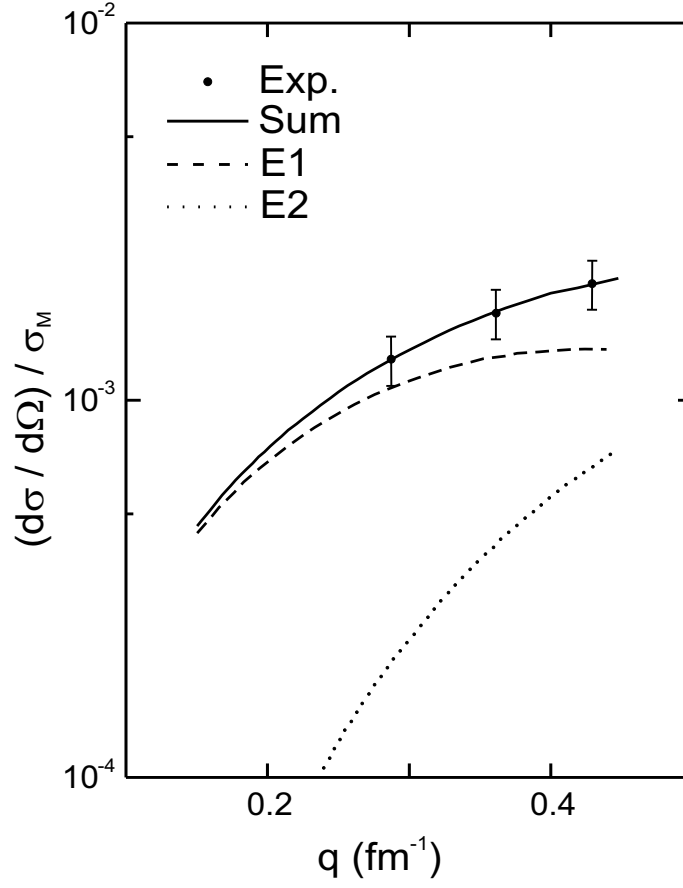


Abb. 8.4: Multipolentfaltung isovektorieller E1 und isoskalarer E2 Wirkungsquerschnitte in der $^{48}\text{Ca}(e,e'n)$ Reaktion durch Anpassung an die Messdaten [83].

$$\langle \Gamma_0 \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n N_i \cdot \langle \Gamma_0 \rangle_i}{\sum_{i=1}^n N_i} \quad \text{und} \quad (8.13)$$

$$\langle \Gamma_0^2 \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n (N_i \cdot \langle \Gamma_0 \rangle_i)^2}{\sum_{i=1}^n N_i}. \quad (8.14)$$

Mit der bekannten Varianz für die Zustandsklasse ($\alpha_{PT} = 2$) enthält man folgenden Gesamtausdruck

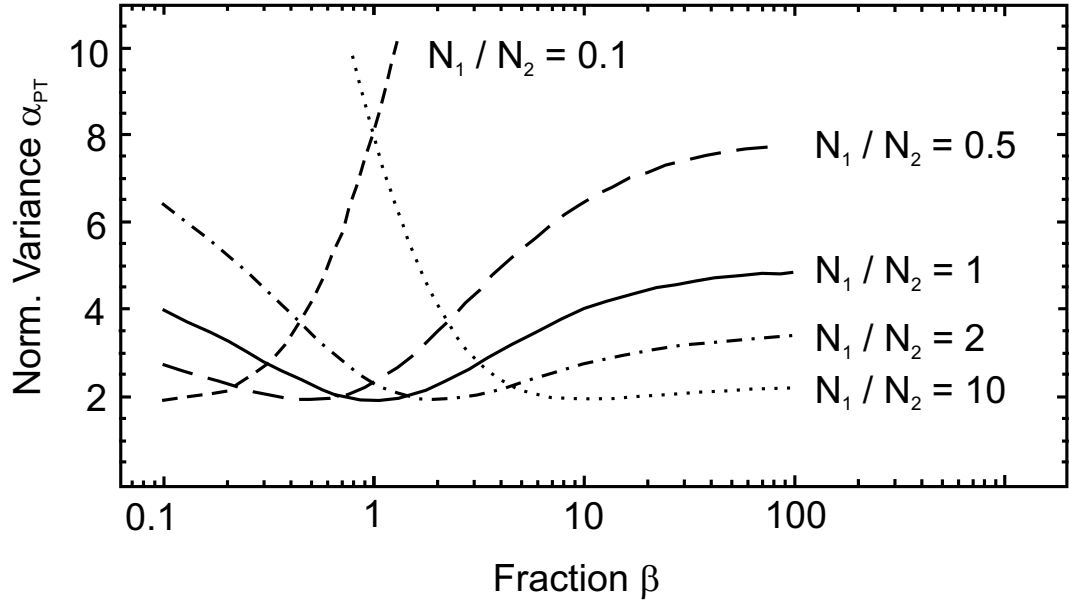


Abb. 8.5: Normierte Varianzen zweier überlagerter, unabhängiger Niveaufolgen. Verlauf der Varianz α_{PT} für verschiedene Niveauverhältnisse N_1/N_2 über dem Verhältnis β der Einzelstärken aus [78].

$$\alpha_{PT} = 3 \cdot \frac{\sum_{i=1}^n (N_i \cdot \langle \Gamma_0 \rangle_i)^2 / N_i \cdot \sum_{i=1}^n N_i}{\left(\sum_{i=1}^n N_i \cdot \langle \Gamma_0 \rangle_i \right)^2} - 1. \quad (8.15)$$

In [78] sind die normierten Varianzen für zwei überlagerte, unabhängige Niveaufolgen wiedergegeben. Aus Abbildung 8.5 kann die normierte Varianz bei Kenntnis des Verhältnisses N_1/N_2 in Abhängigkeit vom Stärkeverhältnis

$$\beta = \frac{N_1 \cdot \langle \Gamma_0 \rangle_1}{N_2 \cdot \langle \Gamma_0 \rangle_2} \quad (8.16)$$

extrahiert werden. Die Varianz α_W wird nur durch das Niveauverhältnis N_1/N_2 beeinflusst. Dieser Parameter muss aus einer theoretischen Vorhersage der Niveaudichte entnommen werden. Hierzu wurde das „Backshifted Fermi Gas“ (BSFG) Modell von [85] verwendet. Man erhält einen Wert $N_1/N_2 = 0.7$ unabhängig von der Anregungsenergie. Weil Dipol- und Quadrupol-Resonanzen in ^{48}Ca sich mit verschiedenen Intensitäten überlappen, wurde im weiteren nur das Spektrum berücksichtigt, bei dem der E1-Anteil am größten ist. Die Multipolentfaltung liefert ein Verhältnis der E1/E2 Stärken von 5.2. Allerdings ist dieser Wert mit einer

Tab. 8.1: Normierte Varianzen für die Analyse der E1-Resonanz in ^{48}Ca für das bei $q = 0.29 \text{ fm}^{-1}$ gemessene Spektrum.

E1/E2	N_1/N_2	β (Fehler)	α_{PT} (Fehler)	α_W
5.2	0.7	3.6 (± 1)	3.8 ($^{+0.7}_{-0.2}$)	0.49

Ungenauigkeit von etwa $\pm 25\%$ behaftet. Dementsprechend besitzt auch der Wert für β einen entsprechenden Fehler. Der aus Abb. 8.5 extrahierte Wert für α_{PT} beträgt $3.8 (^{+0.7}_{-0.2})$. Tabelle 8.1 fasst die Parameter zusammen.

Die so extrahierten Niveauabstände müssen noch auf den Anteil von 2^+ -Zuständen korrigiert werden. Der mittlere Abstand $\langle D_1 \rangle$ für Zustände mit einem bestimmten J^π (in unserem Fall 1^-) wird über die Beziehung [78]

$$\langle D \rangle = \frac{N_1}{N_1 + N_2} \langle D_1 \rangle \quad (8.17)$$

berechnet.

Die extrahierten 1^- Niveaudichten im Bereich der E1-Riesenresonanz in ^{48}Ca sind in Abb. 8.6 gezeigt. Die experimentellen Daten liegen systematisch unter allen theoretischen Vorhersagen (Faktor 2 bis 6 für verschiedene Modelle) im Rahmen verschiedener Parametrisierungen des BSFG-Modells [85, 86], Hartree-Fock BCS (HF-BCS) Rechnungen [88] und den Resultaten im Rahmen eines Hartree-Fock-Bogolubov (HFB) Modells [87]. Die Resultate der Modelle [85] und [88] sind im Rahmen der Strichstärke in Abb. 8.6 nicht auflösbar.

Für M2-Riesenresonanz in ^{48}Ca existieren auch hochauflösende Elektronenstreu-daten [81]. Diese werden in $\theta = 180^\circ$ Streuexperimenten gewonnen. In dieser Kinematik werden magnetische Übergänge selektiv angeregt. Ein $^{48}\text{Ca}(e, e')$ Spektrum bei $E_0 = 66 \text{ MeV}$ (diese Energie entspricht etwa dem Maximum des M2-Formfaktors) ist in Abb. 8.7 in einem Anregungsenergiebereich von 4 bis 16 MeV dargestellt. Bei inklusiven (e, e') -Experimenten bildet der Strahlenschwanz der elastischen Linie den Hauptteil des Untergrundes unter den inelastischen Linien. Sein genauer Verlauf lässt sich aber bei höheren Anregungsenergien in Abb. 8.7 wegen möglicher unaufgelöster Zustände nicht genau festlegen. Die gestrichelte Linie zeigt den Untergrund, der aus einer DWT Analyse mit einer Bior3.9-Waveletfunktion wie oben beschrieben extrahiert wurde.

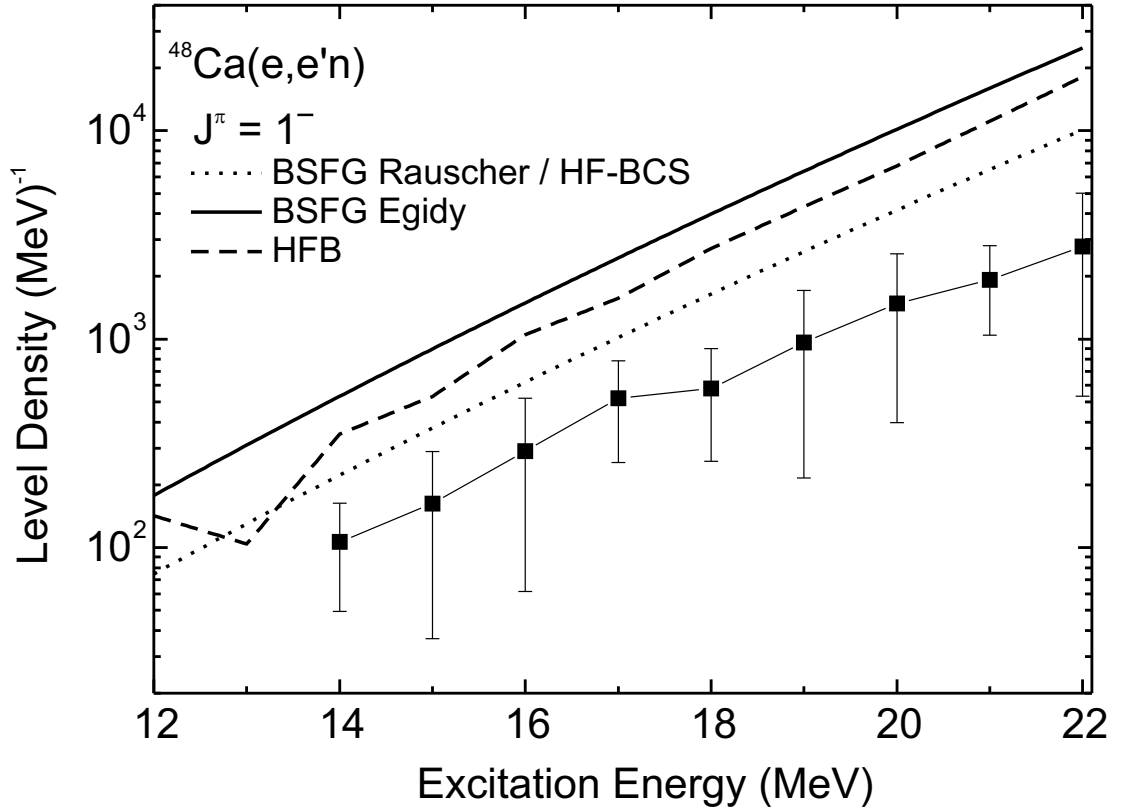


Abb. 8.6: Extrahierte Niveaudichten aus der E1-Riesenresonanz in ^{48}Ca . Die Rechtecke zeigen die Ergebnisse aus dem Spektrum, gemessen unter $q = 0.29 \text{ fm}^{-1}$. Die experimentellen Daten sind systematisch kleiner als alle theoretischen Vorhersagen: BSFG-Modell (durchgezogen) [86], HFB (gestrichelt) [87] und BSFG-Modell (gepunktet) [85] und HF-BCS [88].

Abbildung 8.8 zeigt die experimentell extrahierten Niveaudichten für die M2-Resonanz in ^{48}Ca im Vergleich zu den oben eingeführten Modellen.

Für die Fluktuationsanalyse wurden die Daten mit zwei Gauß-Funktionen mit Breiten von 30 keV und 200 keV geglättet. Die Niveaudichten wurden jeweils in einem Energieintervall von 1.5 MeV bestimmt. Die Fehler wurden unter Berücksichtigung der Größe der Glättungsfunktionen und der Breite des Energieintervalls (finite range of data error) bestimmt.

Die experimentellen Resultate zeigen eine relativ gute Übereinstimmung mit der BSFG-Parametrisierung von [86], während die anderen Modelle niedrigere Niveaudichten (Faktor zwei für BSFG von [85]) vorhersagen. Um mögliche Fluktua-

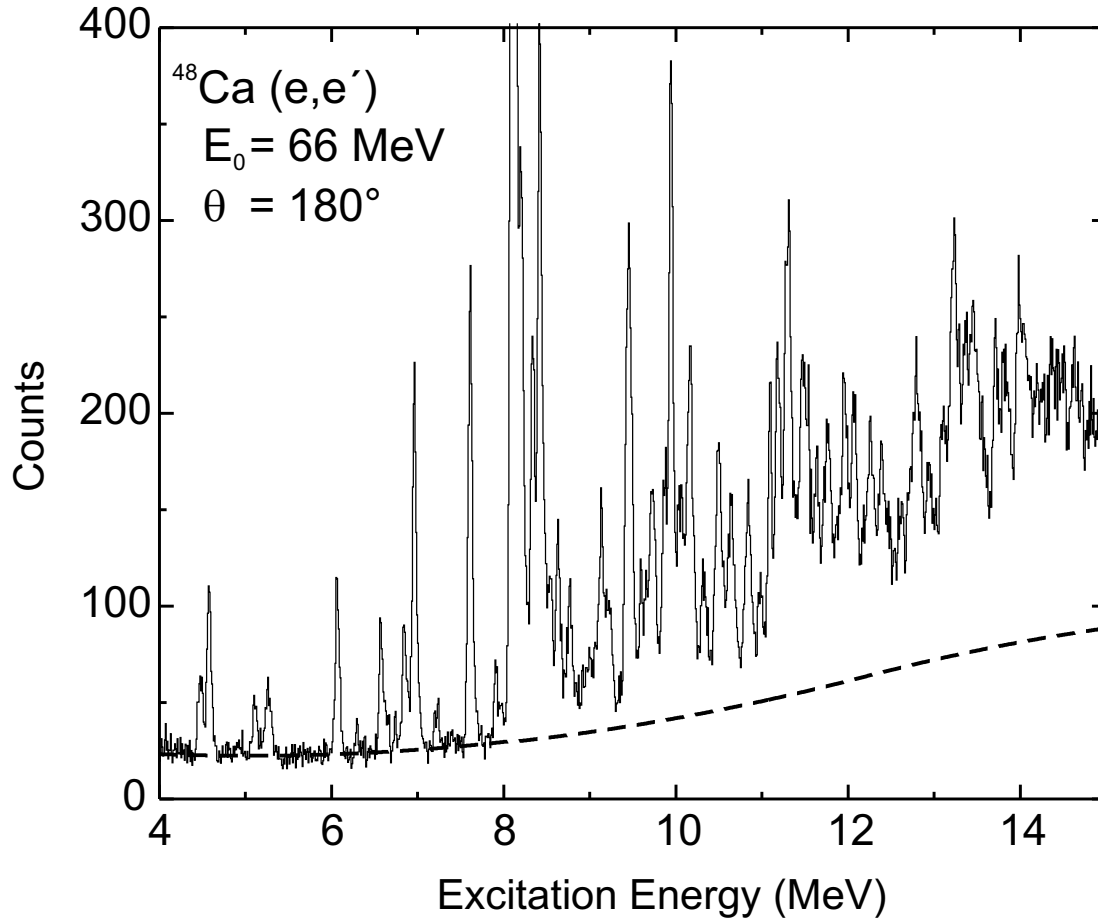


Abb. 8.7: Gemessenes Anregungsenergiespektrum der $^{48}\text{Ca}(e,e')$ Reaktion bei $E_0 = 66$ MeV mit aus der DWT Analyse extrahiertem Untergrundverlauf (gestrichelte Linie) mit einer Bior3.9 Waveletfunktion.

tionen der Niveaudichten als Funktion der Anregungsenergie in ^{48}Ca zu untersuchen, wurde die gleiche Analyse für überlappende, 1.5 MeV breite Energiebereiche mit kleiner Schrittweite durchgeführt. Die Datenpunkte zeigen in der Tat gewisse Fluktuationen, die aber im Rahmen der systematischen Fehler mit den theoretischen, näherungsweise exponentiell ansteigenden Niveaudichten verträglich sind. Die größten Fluktuationen um $E_x = 12$ und 14 MeV korrespondieren zu entsprechenden Strukturen im Spektrum (Abb. 8.7).

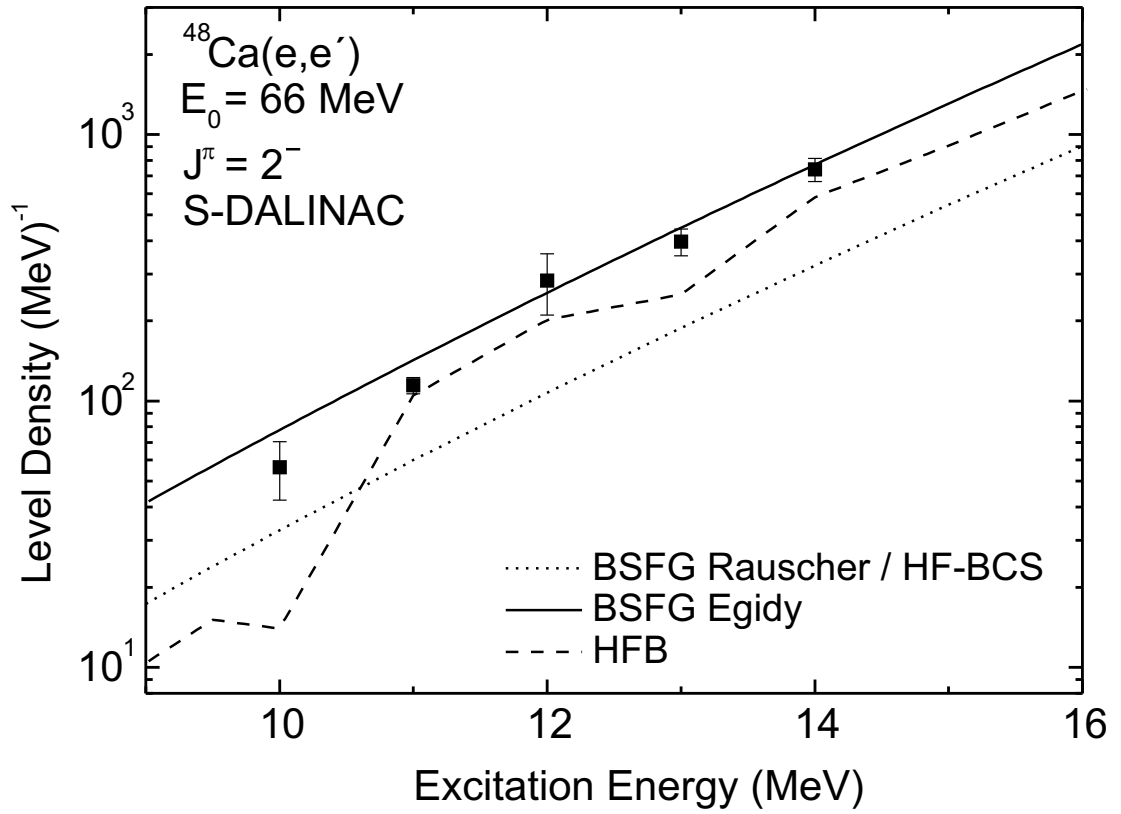


Abb. 8.8: Extrahierte Niveaudichten des Anregungsenergiespektrums der $^{48}\text{Ca}(e,e')$ Reaktion gemessen bei $E_0 = 66 \text{ MeV}$ im Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen der BSFG-Theorie [85] von Rauscher sowie HF-BCS [88] (gepunktet), von Egidy (durchgezogen) [86] und HFB (gestrichelt) [87].

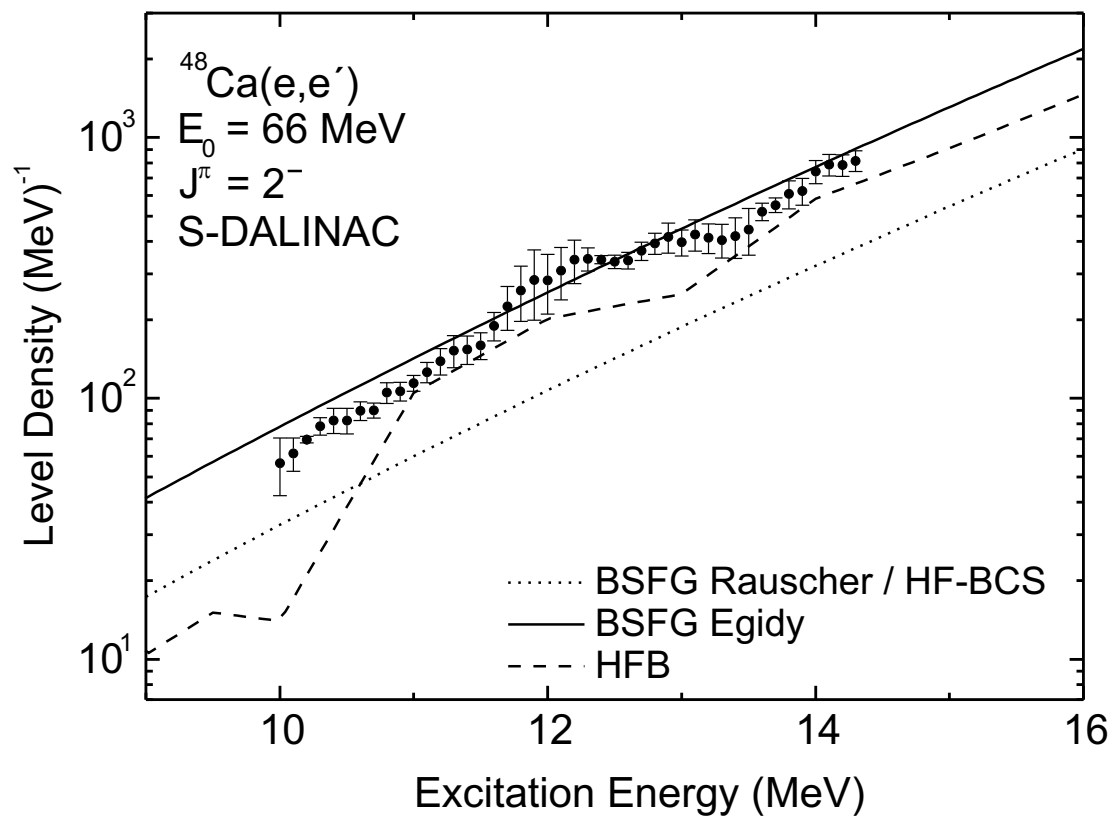


Abb. 8.9: Vergleich der experimentellen Niveaudichten für 2^- -Zustände (Kreise) in ^{48}Ca in einem Anregungsenergiebereich von 10 bis 14.3 MeV extrahiert mit theoretischen Vorhersagen der BSFG [85] und HF-BCS [88] (gepunktet), BSFG (durchgezogen) [86] und HFB (gestrichelt) [87] Modelle. Die Niveaudichtevorhersagen der Modelle [85] und [88] stimmen im Rahmen der Strichdicke überein.

8.3 Kohärenzbreiten von Strukturen im Anregungsenergiebereich der isoskalaren E2-Resonanz in ^{166}Er

Abbildung 8.10 zeigt das experimentelle Spektrum der $^{166}\text{Er}(p,p')$ Reaktion gemessen in einer Kinematik, in der 2^+ -Zustände bevorzugt angeregt werden. Die Struktur im Bereich $E_x = 10 - 15$ MeV stellt die isoskalare E2-Resonanz dar. Die

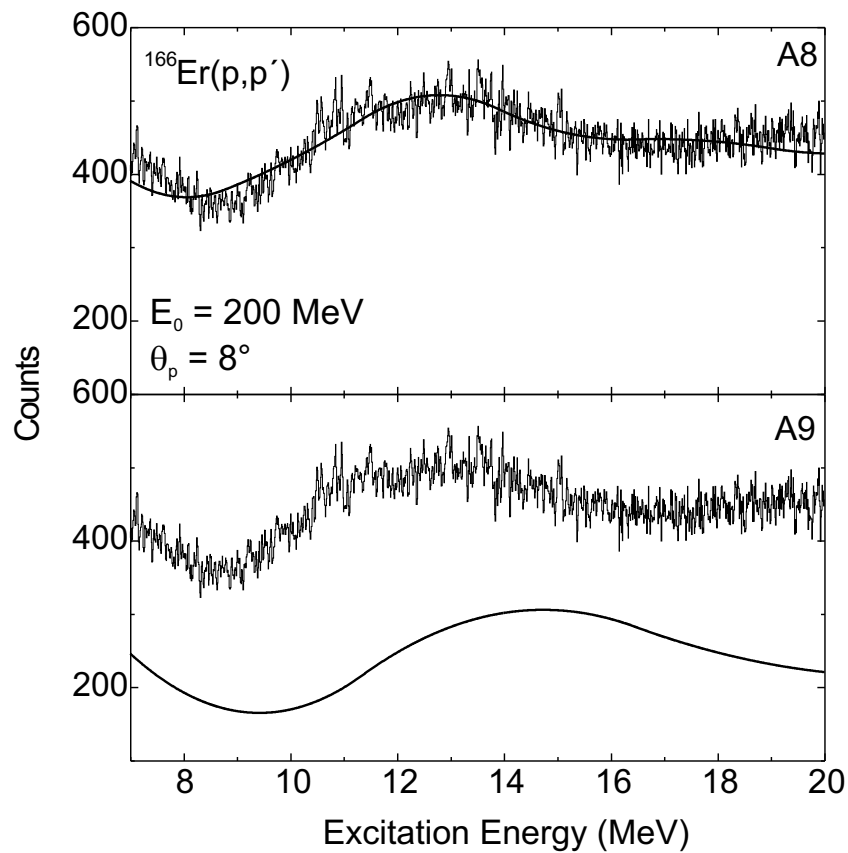


Abb. 8.10: Experimentelles Spektrum der $^{166}\text{Er}(p,p')$ Reaktion gemessen am iThemba LABS [61,63] im Vergleich zu der in Abb. 8.2 beschriebenen DWT-Zerlegung (durchgezogene Linie). Der Verlauf der Approximation A8 (oben) beschreibt recht gut die Resonanzform. Die nächste Komponente A9 (unten) stellt demnach eine Näherung des nichtresonanten Untergrundes dar, soweit er als quadratische Funktion beschrieben werden kann.

hochauflösende Messung wurde am K600 Spektrometer des iThemba LABS Zyklotrons in Südafrika durchgeführt [61, 63]. Die Resonanz und ihre Feinstruktur sind gut erkennbar, allerdings sitzt sie auf einem für hadronische Streuexperimente typischen Untergrund, der z.B. durch quasifreie Streuprozesse verursacht wird.

Um diesen Untergrundanteil zu bestimmen, wurde, wie in Kap. 8.2 beschrieben, eine DWT-Analyse des Spektrums durchgeführt. Die resultierende Approximation A8 (oberer Teil in Abb. 8.10) beschreibt die Resonanzform gut. Deswegen kann die nächste Approximation A9 (unterer Teil in Abb. 8.10) als Näherung der Untergrundform interpretiert werden, soweit diese sich als Polynom zweiter Ordnung darstellen lässt. Diese Beschränkung ergibt sich aus der Zahl verschwindender Momente ($m = 3$) des verwendeten Bior3.9-Wavelets (siehe Gl. (7.5)).

Um die zu erwartenden Niveaudichten grob abzuschätzen, wurden die im Kap. 8.2 eingeführten Modelle herangezogen. Bereits bei 10 MeV sagen alle Modelle konsistent Niveauabstände im sub-eV Bereich vorher. Deshalb ist zu erwarten, dass die E2-Resonanz im Ericson-Bereich von Zuständen überlappender Breiten liegt. In diesem Fall können zwar keine Niveaudichten aus den Fluktuationen extrahiert werden, aber es ist möglich die Kohärenzbreiten der 2^+ -Zustände zu bestimmen. Die mittlere Niveaubreite, die sogenannte Kohärenzbreite Γ , lässt sich dann aus Gl. (8.11) berechnen. Der Anteil direkter Reaktionen an der Bildung von Compoundkernzuständen y_d^2 ist bei der Kinematik des Experiments vernachlässigbar. Für die Zahl der Spinkanäle kann aufgrund der Vorwärtswinkelstreuung $N \simeq 1$ angenommen werden [82].

Die experimentell extrahierten Kohärenzbreiten der 2^+ -Zustände in ^{166}Er sind in Abb. 8.11 dargestellt. Sie steigen im Anregungsbereich $E_x = 10 - 15$ MeV von 30 eV auf 80 eV an. Über die Systematik der Kohärenzbreite ist nicht sehr viel bekannt. Eine Zusammenstellung von Daten totaler Kohärenzbreiten bietet Ref. [82]. Extrapoliert man die für $A = 120$ beobachtete etwa exponentielle Abhängigkeit von der Massenzahl zu $A = 166$, erhält man Vorhersagen im Bereich einiger eV. Eine mikroskopische Beschreibung der Daten ist im Rahmen des in [82] diskutierten statistischen Modells möglich. Entsprechende Rechnungen für die Kohärenzbreite der 2^+ -Zustände in ^{166}Er sind in Vorbereitung.

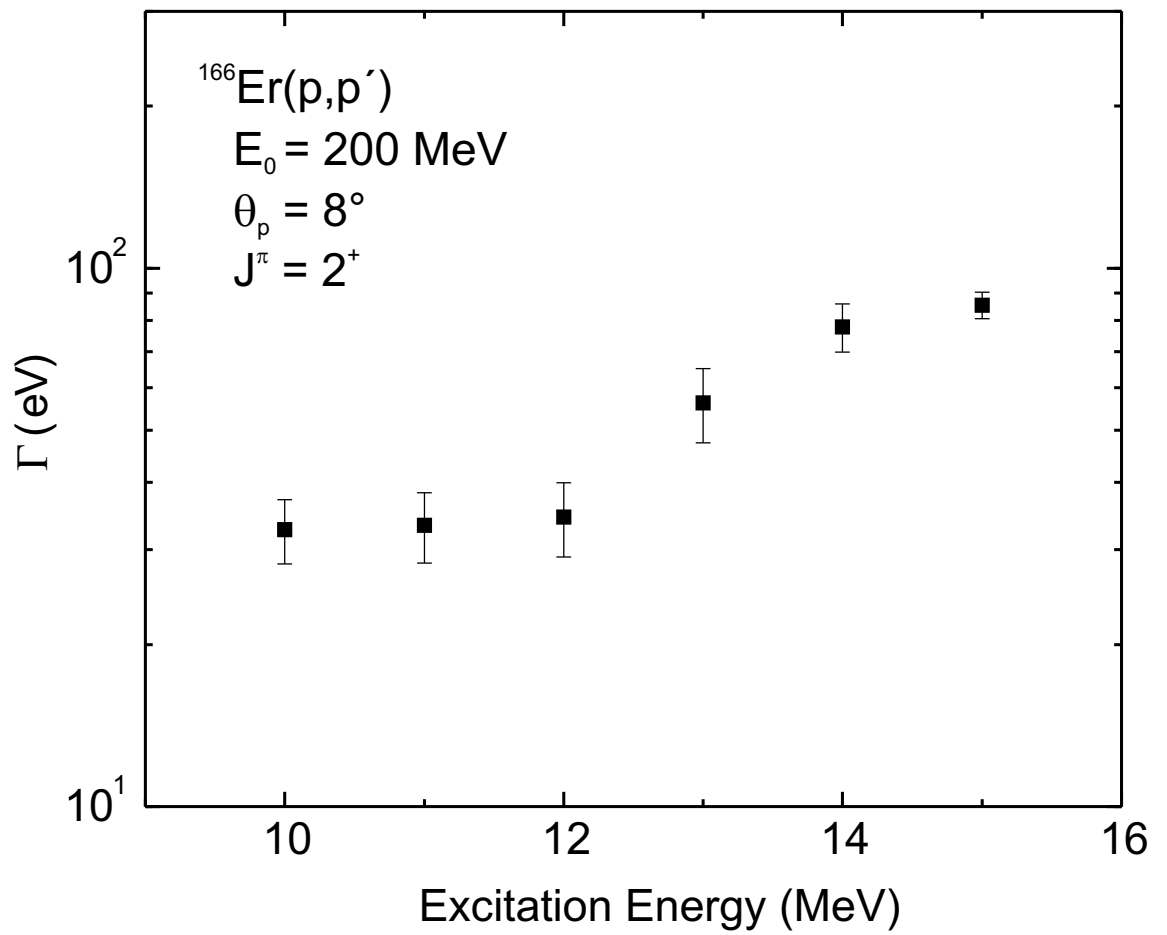


Abb. 8.11: Kohärenzbreiten von 2^+ -Zuständen in ^{166}Er .

9 Charakteristische Skalen

9.1 Riesenresonanzen in ^{28}Si

9.1.1 Isovektorielle E1-Resonanz

Elektrische Riesenresonanzen in ^{28}Si wurden mit einer Reihe unterschiedlicher Proben untersucht (Elektronenstreuung [89], Hadronenstreuung [90, 91], phot nukleare Kernreaktionen [92]). Es existiert ein ganzer Satz von Spektren mit guter Energieauflösung, in denen, bedingt durch die Selektivität des jeweiligen Experimentes, die Anregung isovektorieller E1- und isoskalarer E2-Stärke mit unterschiedlichen Anteilen beobachtet wird. Ein Vergleich der in allen Spektren beobachteten intermediären Strukturen mit Hilfe der CWT ist sicherlich von Interesse.

Die im Folgenden untersuchten Spektren lassen sich grob in zwei Klassen einteilen: Einerseits hochauflösende (e,e')-Spektren [89] und Daten zur $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ Reaktion [92], in denen die E1-Stärke dominiert, andererseits Spektren der $^{28}\text{Si}(p, p')$ [93] und $^{28}\text{Si}(\alpha, \alpha')$ [90] Reaktionen in einer Kinematik, bei der die E2-Stärke selektiv angeregt wird.

Abbildung 9.1 zeigt als Beispiel der ersten Gruppe ein Spektrum der Reaktion $^{28}\text{Si}(e, e')$ (oben rechts) gemessen am DALINAC [89] bei einer Elektronenenergie $E_0 = 49$ MeV und unter einem Winkel von $\theta = 141^\circ$. Unter dem Spektrum ist die entsprechende zweidimensionale Verteilung der Wavelet-Transformationskoeffizienten einer CWT-Analyse zu sehen. Es werden Absolutwerte der Koeffizienten gezeigt. Die dunkleren Bereiche entsprechen Maxima der Koeffizienten, die helleren Minima. Es ist hilfreich ein Powerspektrum zu erzeugen, d.h. die Projektion der absoluten Werte der Waveletkoeffizienten auf die Skalenachse (linke Seite in Abb. 9.1). In dieser Darstellung sind Maxima deutlich zu erkennen, die als charakteristische Skalen des Spektrums interpretiert werden. Im unteren Teil von Abb. 9.1 ist der Bereich kleiner Skalenwerte vergrößert dargestellt. Neben der dominanten Skala bei 2.2 MeV ist eine prominente charakteristische Skala bei 640 keV entlang des ganzen Anregungsenergiebereiches zu sehen. Kleinere Skalen bei 220 keV und 380 keV werden im mittleren Teil des Resonanzbereichs

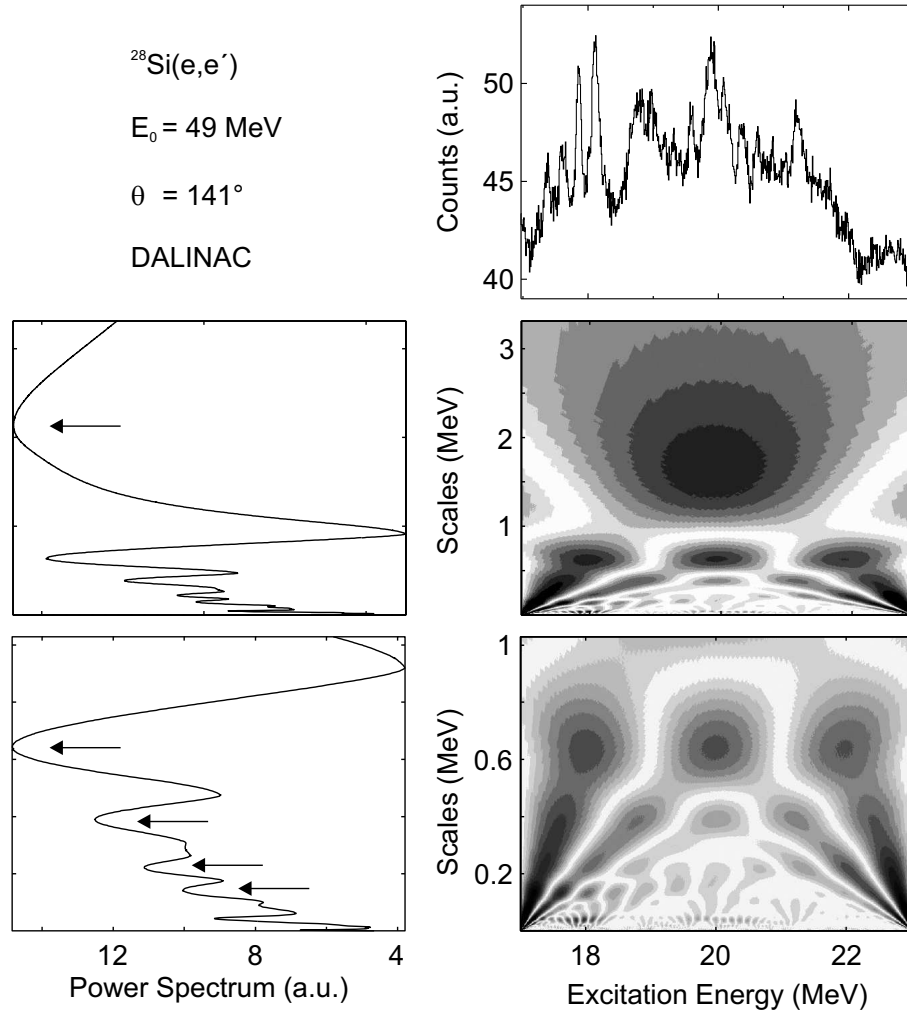


Abb. 9.1: CWT Analyse des Anregungsenergiespektrums der $^{28}\text{Si}(e,e')$ Reaktion gemessen bei $E_0 = 49 \text{ MeV}$ und unter $\theta = 141^\circ$. Oben rechts ist das Spektrum im Riesenresonanzbereich zu sehen. Darunter sind die absoluten Werte der Waveletkoeffizienten (rechts) und das dazugehörige Powerspektrum (links) dargestellt. Unten befindet sich eine vergrößerte Darstellung für den Bereich kleiner Skalen. Charakteristische Skalen sind mit Pfeilen markiert.

beobachtet. Die kleinste Skala bei 40 keV entspricht der experimentellen Energieauflösung.

Wie in [63] beschrieben, wurden die extrahierten Skalen in Halbwertsbreiten einer Lorentz Funktion konvertiert. Die Faktoren für diese Konvertierung wurden empirisch an einem Modellspektrum, bei dem alle Skalen bekannt sind, ermittelt.

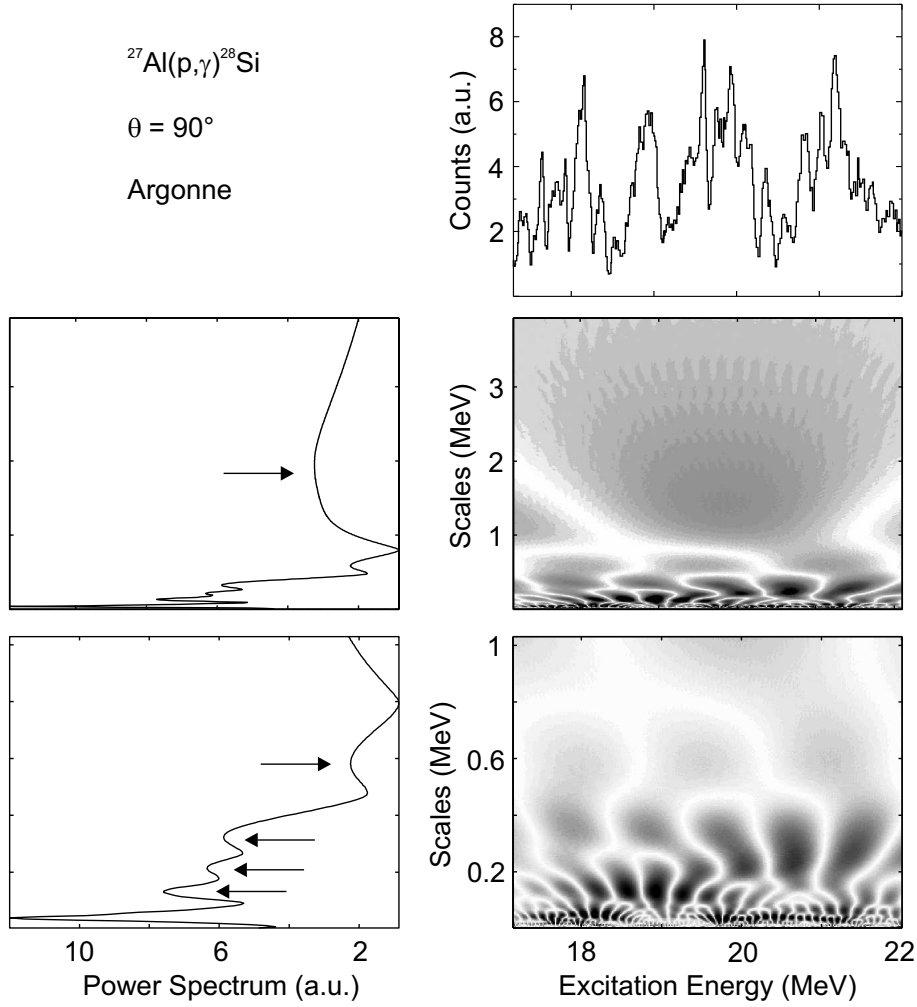


Abb. 9.2: CWT Analyse des Energiespektrums der $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ Reaktion.

Abbildung 9.2 zeigt dieselbe Analyse für ein Spektrum der $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ Reaktion [92] in dem ebenfalls E1 Anregungen dominieren. Eine charakteristische Skala bei 2 MeV findet sich auch in diesen Daten. Die Skala bei 600 keV ist dagegen in diesem Spektrum weniger ausgeprägt. Die kleineren Skalen bei 180 keV und 380 keV treten nur lokal bis zu einer Anregungsenergie von etwa 19.5 MeV auf; bei höherem E_x wird stattdessen eine Skala bei 330 keV beobachtet.

In Abb. 9.3 a)-c) werden Spektren der $^{28}\text{Si}(e,e')$ -Reaktion bei verschiedenen Kinematiken, unter denen E1-Anregungen bevorzugt sind, mit dem $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ Spektrum verglichen. Die rechte Seite zeigt die entsprechenden Powerspektren. Die charakteristischen Skalen sind konsistent für alle Elektronenstreuungsspektren. Die Übereinstimmung mit den Powerspektren der (p,γ) -Reaktion ist ebenfalls

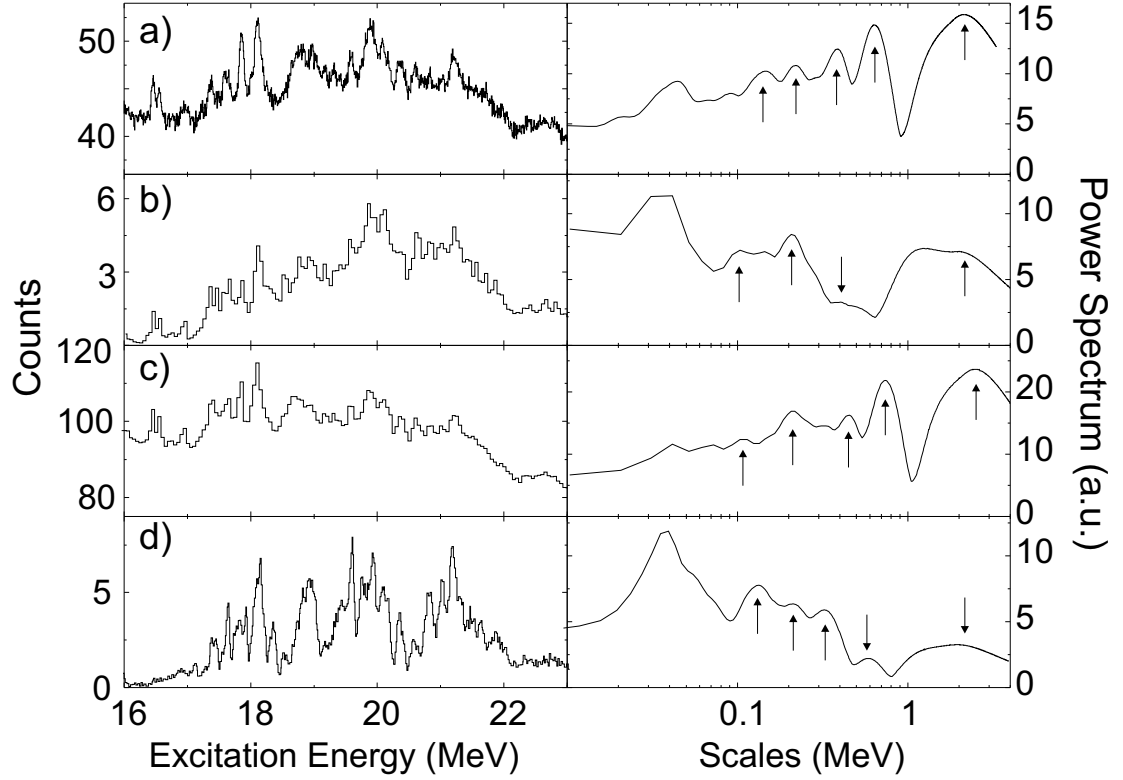


Abb. 9.3: Vergleich zwischen experimentellen Anregungsenergiespektren (links) in ^{28}Si , in denen die E1-Resonanz dominiert und die entsprechenden Powerspektren (rechts). Die Teile a) - c) zeigen $^{28}\text{Si}(e, e')$ Spektren gemessen bei $E_0 = 49$ MeV, $E_0 = 50$ MeV und $E_0 = 61$ MeV [89]. Teil d) zeigt ein $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ Spektrum [94]. Charakteristische Skalen sind mit Pfeilen markiert.

recht gut, wobei die Stärke bei großen Skalen unterdrückt ist.

Bisherige Anwendungen der Waveletanalyse auf Spektren der Riesenresonanzen in mittelschweren Kernen (^{58}Ni , ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{90}Nb) zeigen typischerweise charakteristische Skalen, die sich über die gesamte Breite der Resonanzen erstrecken. In diesem leichten Kern (^{28}Si) wird erstmals, insbesondere für kleinere Skalen, auch eine Energieabhängigkeit von Skalen beobachtet. Abb. 9.4 zeigt hierfür eine Vergrößerung des Bereichs kleiner Skalenwerte bis 400 keV für die beiden in Abb. 9.1 und 9.2 analysierten Spektren. Man beobachtet einerseits eine Lokalisierung (rechtes Bild); hier findet man im Bereich 200-400 keV unterschiedliche Skalen unterhalb und oberhalb $E_x = 19.5$ MeV. Zum anderen findet man auch Fälle einer Energieabhängigkeit über die Resonanzbreite (linkes Bild); im ge-

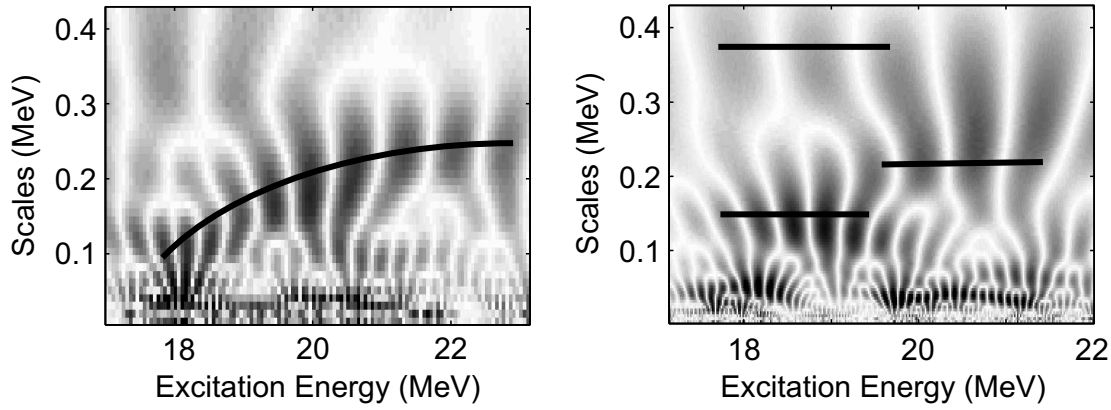


Abb. 9.4: Vergleich der Ergebnisse der CWT Analyse von Spektren der E1-Resonanz in ^{28}Si bei Skalen bis 0.4 MeV für ein $^{28}\text{Si}(e,e')$ Spektrum bei $E_0 = 50$ MeV (links) und ein $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ Spektrum (rechts). Die durchgezogenen Linien zeigen die Änderung der Skalen als Funktion der Anregungsenergie.

zeigten Beispiel verschiebt sich die charakteristische Skala kontinuierlich von ca. 100 keV bei 18 MeV bis zu etwa 250 keV bei 23 MeV.

Eine erste theoretische Beschreibung der isovektoriellen E1-Resonanz in ^{28}Si im Rahmen eines Second-RPA (SRPA) Modells ist in Abb. 9.5 gezeigt. Sie basiert auf der UCOM (unitary correlator operator method) Methode [95–97] mit der aus einer realistischen Nukleon-Nukleon Wechselwirkung [98] eine effektive Kernwechselwirkung generiert wird. Ihre Anwendung für die Beschreibung von Riesenresonanzen ist z.B. in [99] diskutiert. Eine Anwendung der SRPA auf einen Kern in der Schalenmitte wie ^{28}Si erfordert ein Hybridmodell. Die Grundzustandsbesetzungszahlen der offenen Schalen wurden aus einer Schalenmodellrechnung entnommen [100]. Die resultierende E1-Stärkeverteilung zeigt eine Aufspaltung in eine Niederenergiekomponente bei 10-18 MeV und einen Anteil, der gegenüber den experimentellen Verteilungen zu höheren Energien verschoben ist. Es wird angenommen, dass dieser den experimentellen Daten entspricht. Die Zahl der beobachteten Skalen stimmt mit den Experimenten überein, allerdings sind die Werte systematisch kleiner als die experimentell beobachteten. Die Unterschätzung der größten Skala ist verständlich, da das Modell die Kopplung an das Kontinuum (Escape Width) vernachlässigt.

Die experimentell extrahierten charakteristischen Skalen für die E1-Riesenresonanz

Tab. 9.1: Charakteristische Skalen (in keV) der E1-Riesenresonanz in ^{28}Si extrahiert aus verschiedenen experimentellen Spektren und einer SRPA-Rechnung.

Spektrum, E_0	I	II	III	IV
(e, e') , 49 MeV	110 \rightarrow 220	410	640	2200
(e, e') , 50 MeV	110 \rightarrow 250	420 (<19.5 MeV)		2200
(e, e') , 61 MeV	100 \rightarrow 210	460	750	2500
$^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$	180 380 (<19.5 MeV)		590	2000
	330 (>19.5 MeV)			
SRPA	80	200	500	1500

im Vergleich zu der theoretischen Vorhersage sind in Tabelle 9.1 zusammengefasst. Die kleineren Skalen stimmen in allen Daten gut überein. Unterschiede werden bei der intermediären Skala von 600 keV beobachtet.

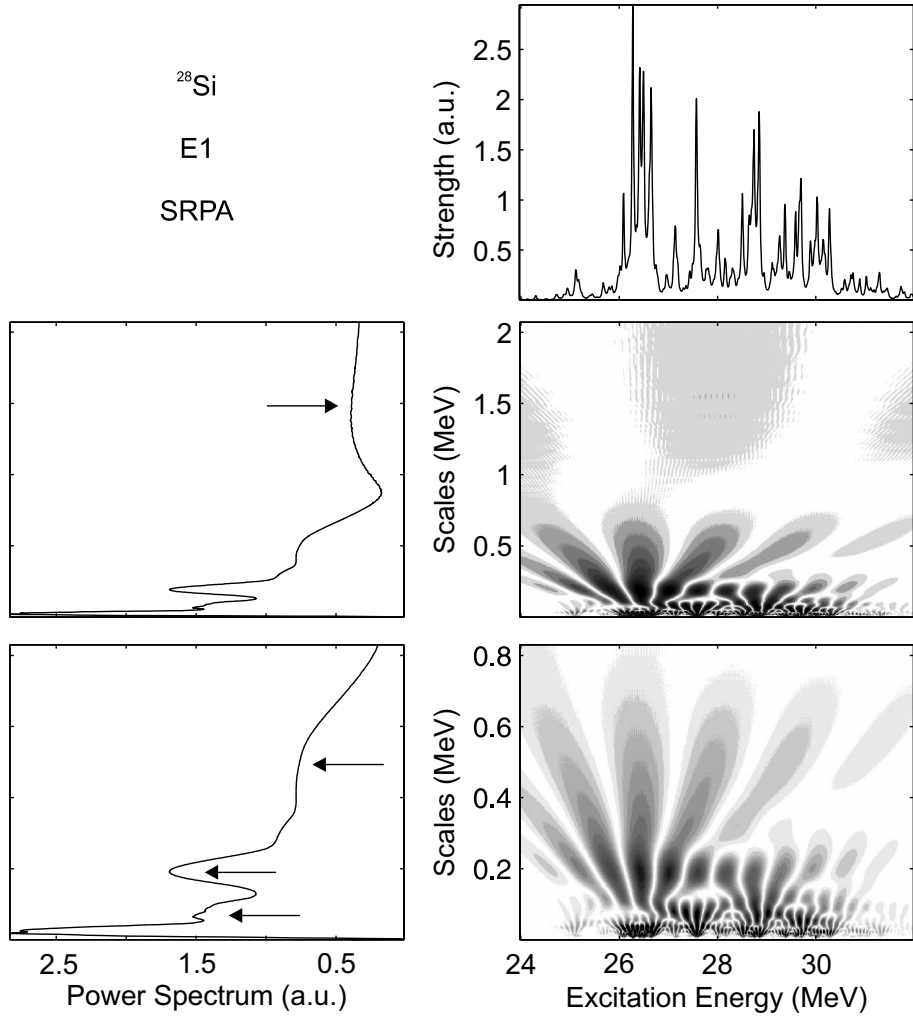


Abb. 9.5: CWT Analyse der Stärkeverteilung der isovektoriellen E1-Resonanz aus einer SRPA-Rechnung in dem im Text beschriebenen Modell.

9.1.2 Isoskalare E2-Resonanz

Im folgenden wird eine Waveletanalyse von zwei ^{28}Si Spektren beschrieben, in denen selektiv die Anregung der isoskalaren E2-Resonanz beobachtet wird. Es handelt sich um Experimente mit inelastischer α -Streuung durchgeführt am KVI Groningen [90] und mit inelastischer Protonenstreuung gemessen am iThemba LABS [93].

In Abbildung 9.6 sind die Ergebnisse der CWT-Analyse des $^{28}\text{Si}(\alpha, \alpha')$ Spektrums dargestellt. Die größte Skala bei 2.5 MeV repräsentiert die Breite der Resonanz im untersuchten Anregungsbereich. In der vergrößerten Darstellung unten ist eine prominente charakteristische Skala bei 750 keV entlang des ganzen Anregungsenergiebereiches zu sehen. Die kleinen Skalen zeigen teilweise wieder eine Abhängigkeit von der Anregungsenergie wie schon für die E1 Resonanz beobachtet. So findet man unterhalb von $E_x = 19.5$ MeV Skalen bei 180 und 470 keV, bei höheren Anregungsenergien in diesem Bereich dagegen eine Skala bei 330 keV.

In Abbildung 9.7 sind die Ergebnisse der CWT-Analyse des $^{28}\text{Si}(p, p')$ Spektrums dargestellt. Die größte prominente charakteristische Skala erscheint hier bei 3.2 MeV. In unteren Spektrum, in dem der Bereich kleinerer Skalen dargestellt ist, sind Skalen bei 110 keV, 180 keV, 420 keV, 570 keV und 1 MeV zu sehen.

Auch die Waveletanalyse dieses Spektrums zeigt lokalisierte Skalen. Dies ist in Abb. 9.8 für den Skalenereich bis 400 keV noch einmal demonstriert. Man beobachtet in der Tat im Skalenbereich um 200 keV ein vergleichbares Verhalten in beiden analysierten Spektren.

Tabelle 9.2 fasst die experimentell extrahierten charakteristischen Skalen für die E2-Riesenresonanz zusammen. Die kleineren Skalen werden sehr gut wiedergegeben, aber die maximale Skala stimmt nicht überein.

Abbildung 9.9 zeigt einen Vergleich der zwei Spektren in einem Anregungsenergiebereich von 16 bis 23 MeV (links), in dem die E2-Resonanz dominiert, mit den entsprechenden Powerspektren (rechts). Teil b) zeigt ein $^{28}\text{Si}(p, p')$ Spektrum. Die charakteristischen Skalen sind mit Pfeilen markiert. Die Ähnlichkeit der Spektren spiegelt sich in den Powerspektren wieder, die nicht nur dieselben Skalen aufweisen, sondern auch quantitativ bezüglich der Stärke einzelner Skalen sehr gut

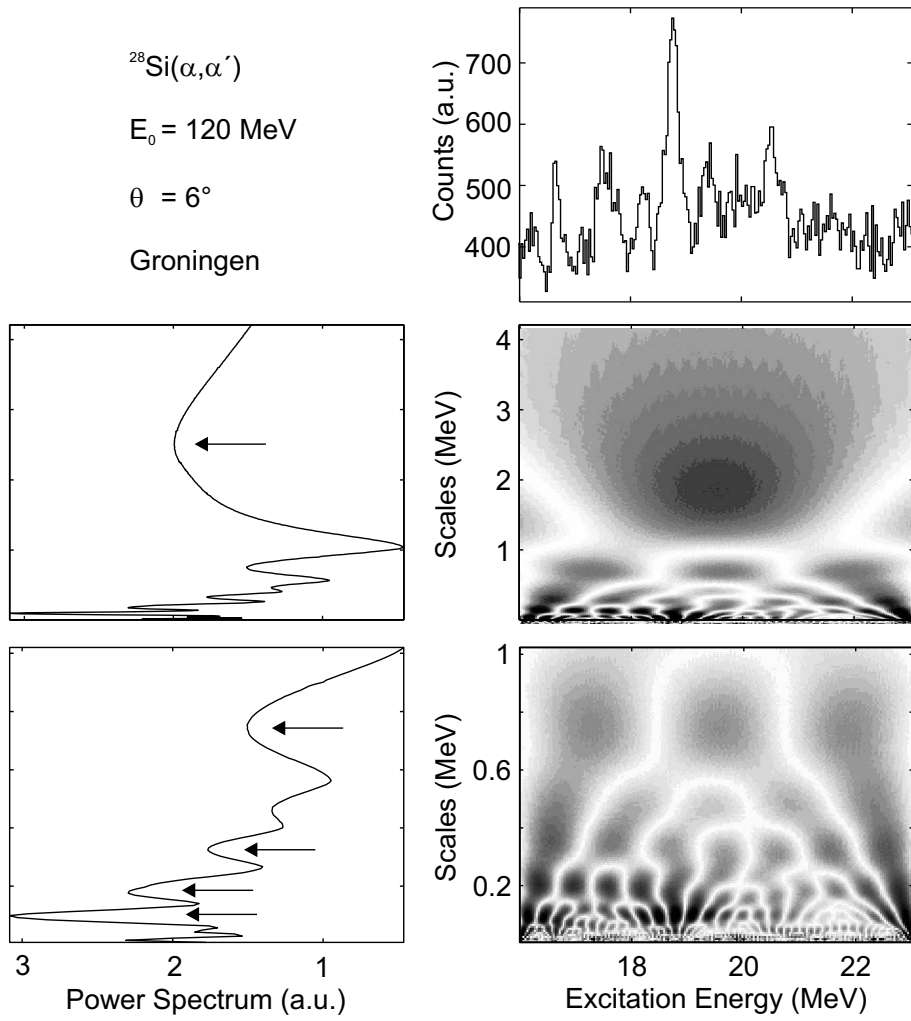


Abb. 9.6: CWT Analyse des Anregungsenergiespektrums der $^{28}\text{Si}(\alpha, \alpha')$ Reaktion gemessen bei $E_0 = 120 \text{ MeV}$ und unter $\theta = 6^\circ$.

Tab. 9.2: Charakteristische Skalen (in keV) für die isoskalare E2-Resonanz in ^{28}Si extrahiert mit Hilfe der Waveletanalyse der verschiedenen experimentellen Spektren.

Spektrum	I	II	III	IV	V	VI
$(\alpha, \alpha') E_0 = 120 \text{ MeV}$	100	180	330	470	750	2500
$(p, p') E_0 = 200 \text{ MeV}$	110	180	430	570	960	3200

übereinstimmen.

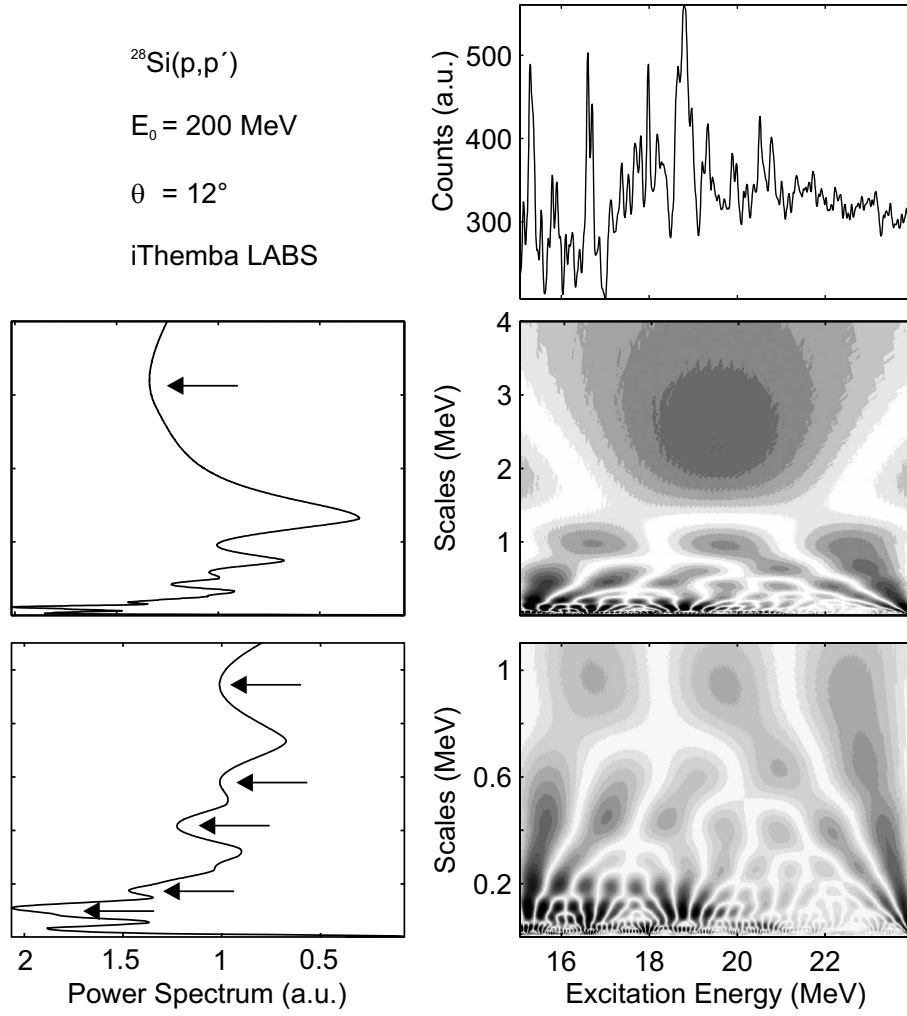


Abb. 9.7: CWT Analyse des Anregungsenergiespektrums der $^{28}\text{Si}(p,p')$ Reaktion gemessen bei $E_0 = 200 \text{ MeV}$ und unter $\theta = 12^\circ$.

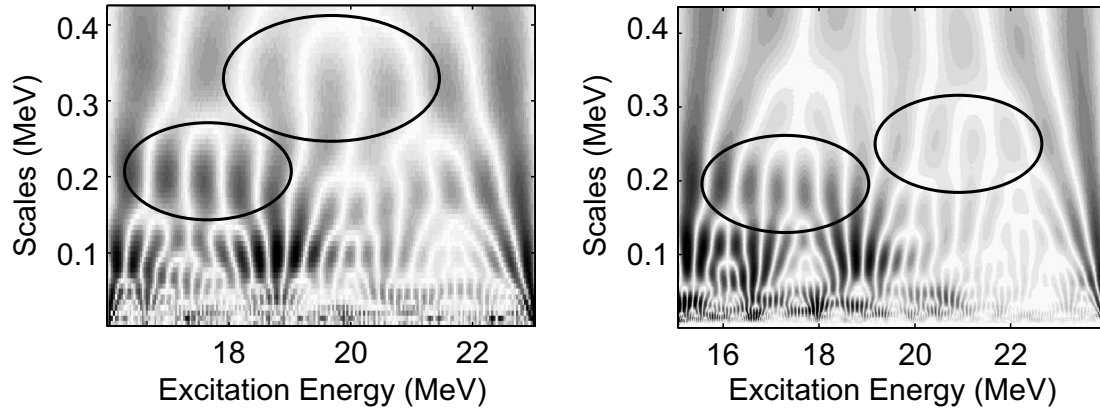


Abb. 9.8: Vergleich der Ergebnisse der CWT Analyse der isoskalaren E2-Resonanz in ^{28}Si in einem Skalenbereich bis 0.4 MeV für das $^{28}\text{Si}(\alpha, \alpha')$ Spektrum (links) und das $^{28}\text{Si}(p, p')$ Spektrum (rechts). Die Ovale zeigen die Bereiche lokalisierter Skalen.

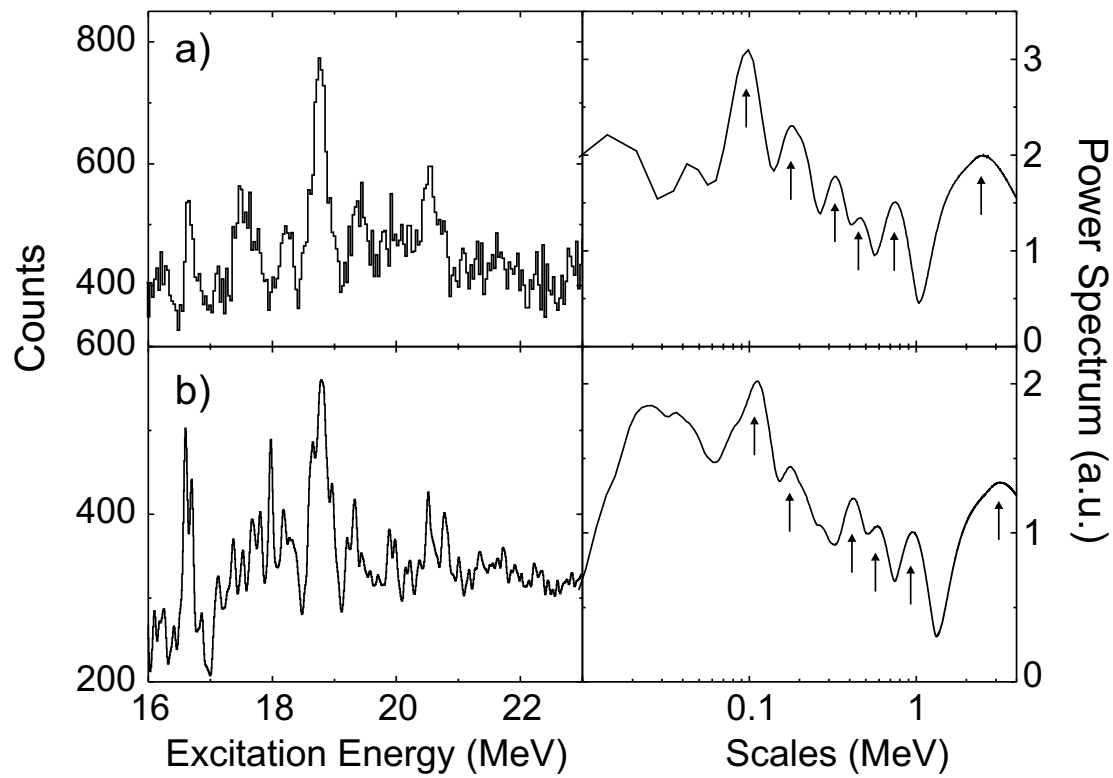


Abb. 9.9: Vergleich zwischen experimentellen Spektren der (α, α') und (p, p') Reaktion im Bereich der isoskalaren E2-Resonanz in ^{28}Si (links) und die entsprechenden Powerspektren einer CWT Analyse (rechts). Charakteristische Skalen sind mit Pfeilen markiert.

9.2 Vergleich der isovektoriellen E1- und M2-Resonanz in ^{48}Ca

9.2.1 E1-Resonanz

Die Daten zur isovektoriellen E1-Resonanz in ^{48}Ca aus der $(e,e'n)$ Reaktion wurden bereits in Kap. 8.2 vorgestellt. Abbildung 9.10 zeigt ein Beispiel der CWT-Analyse für das Spektrum bei einem Impulsübertrag $q = 0.29 \text{ fm}^{-1}$, in dem die in Kap. 8.2 diskutierten Anteile aus der isoskalaren E2-Resonanz gering sind. Eine prominente Skala, die über den ganzen Resonanzbereich beobachtbar ist, liegt bei

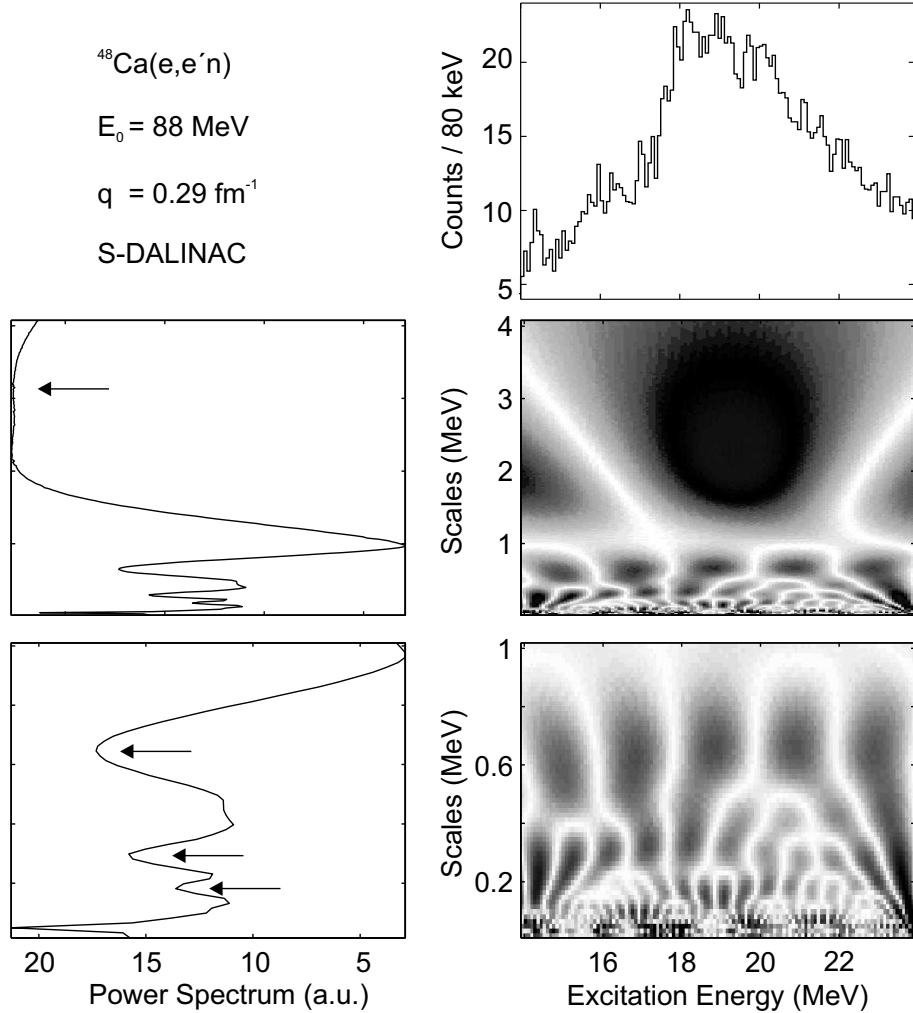


Abb. 9.10: CWT Analyse des Anregungsenergiespektrums der $^{48}\text{Ca}(e,e'n)$ Reaktion gemessen bei $E_0 = 88 \text{ MeV}$ und $q = 0.29 \text{ fm}^{-1}$.

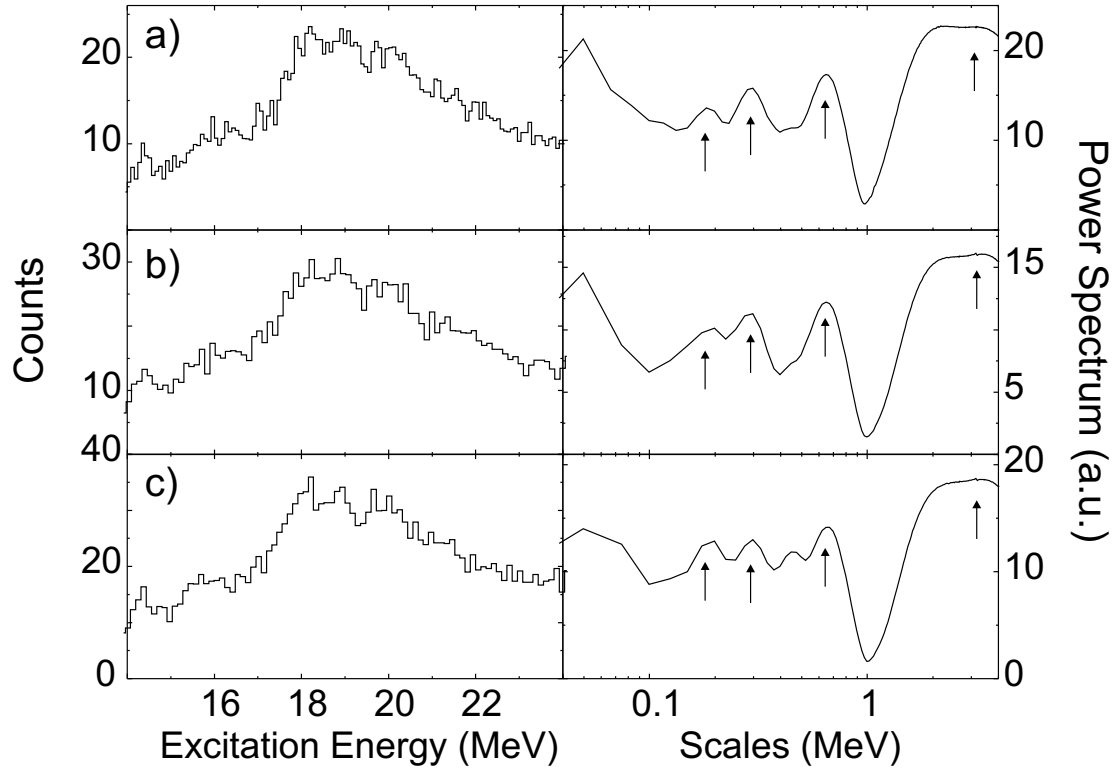


Abb. 9.11: Vergleich zwischen experimentellen Anregungsenergiespektren (links) von ^{48}Ca mit der dominanten E1-Resonanz und die entsprechenden Powerspektren (rechts). Teile a), b) und c) zeigen $^{48}\text{Ca}(e,e'n)$ Spektren gemessen bei $q = 0.29 \text{ fm}^{-1}$, $q = 0.36 \text{ fm}^{-1}$ und $q = 0.43 \text{ fm}^{-1}$ von Strauch [83]. Die charakteristischen Skalen sind mit Pfeilen markiert.

etwa 650 keV. Kleinere Skalen bei 180 keV und 300 keV sind gut zu erkennen, allerdings ist die Skala bei 180 keV im Wesentlichen auf das Maximum der Resonanz konzentriert. Die größte Skala bei 3.3 MeV gibt die Breite der Resonanz wieder. Die kleinste Skala resultiert aus der experimentellen Auflösung.

Abbildung 9.11 zeigt eine Zusammenfassung aller drei analysierten Spektren und der entsprechenden Powerspektren. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung der charakteristischen Skalen und auch ihrer Beiträge zu den Powerspektren unabhängig vom Impulsübertrag, obwohl sich die Anteile der isoskalaren E2-Resonanz in den Spektren deutlich ändern. Der geringe Einfluss auf die Waveletanalyse ist auf die relativ breite, strukturlose Stärkeverteilung der E2-Resonanz im untersuchten Anregungsbereich zurückzuführen.

Zum Vergleich werden im Rahmen dieser Arbeit auch SRPA-Rechnungen im Rah-

men des in Kap. 9.1 für ^{28}Si vorgestellten Modells durchgeführt. In ^{48}Ca ist allerdings keine Korrektur der Grundzustandsbesetzungswahrscheinlichkeiten notwendig, da es sich um einen doppelt magischen Kern handelt. Das Ergebnis der CWT Analyse der E1 Stärkeverteilung zeigt Abb. 9.12 [101]. Ein sehr starker Übergang bei 16 MeV dominiert die Resultate. Die vorliegende Rechnung zeigt nur ein geringes Maß an Fragmentation, so dass das Powerspektrum von kleinen Skalen dominiert wird und wenig Ähnlichkeit mit den experimentellen Resultaten zeigt.

Die Ergebnisse der Waveletanalyse sind in Tab. 9.3 zusammengefasst. Hier sind die Skalen für die jeweiligen Spektren, ihre Mittelwerte und die theoretischen Vorhersagen zusammengestellt. Die Ergebnisse der einzelnen experimentellen Datensätze stimmen gut miteinander überein, werden aber von den SRPA-Rechnungen nicht beschrieben.

Tab. 9.3: Charakteristische Skalen (in keV) für die isovektorielle E1-Resonanz in ^{48}Ca extrahiert mit Hilfe der Waveletanalyse aus experimentellen Spektren der (e,e'n) Reaktion [83] und aus einer SRPA-Rechnung im Rahmen des in Kap. 9.1 beschriebenen Modells.

q fm ⁻¹	I	II	III	IV
0.29	180	300	650	3300
0.36	200	270	650	3300
0.43	200	300	650	3300
Mittelwert	190	290	650	3300
SRPA	90	240	400 700	

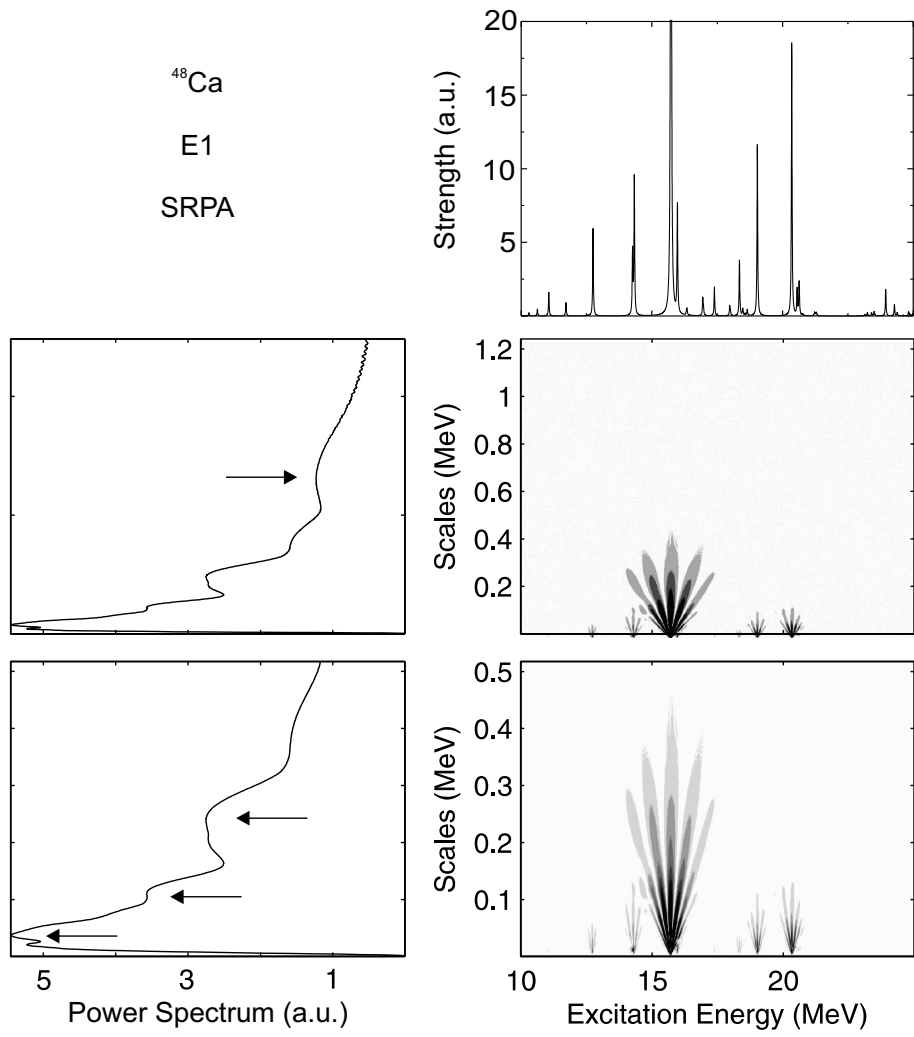


Abb. 9.12: CWT Analyse der SRPA-Rechnungen für die E1-Resonanz in ^{48}Ca im Rahmen des in Kap. 9.1 beschriebenen Modells [101].

9.2.2 M2-Resonanz

Die Daten zur M2-Resonanz in ^{48}Ca wurden bereits in Kap 8.2 vorgestellt. Die Resonanz wurde in einem Anregungsenergiebereich zwischen 10 und 15 MeV identifiziert. Abbildung 9.13 zeigt eine CWT Analyse des Energiespektrums der $^{48}\text{Ca}(e,e')$ Reaktion gemessen bei $E_0 = 66$ MeV und unter einem Streuwinkel $\theta = 180^\circ$. Die zweidimensionalen Verteilungen der Waveletkoeffizienten und die resultierenden Powerspektren sind gesondert für drei verschiedene Skalenbereiche (3 MeV, 800 keV, 400 keV) gezeigt, um die Eigenschaften der charakteristischen Skalen sichtbar zu machen. Im Bereich großer Skalenwerte findet man eine prominente Skala bei 1.8 MeV. Im Bereich kleiner und mittlerer Skalenwerte findet man charakteristische Skalen bei 100 keV, 180 keV, 320 keV und 540 keV. Die charakteristischen Skalen sind mit Pfeilen in den Powerspektren markiert.

Abbildung 9.14 bietet einen Vergleich aller gemessener Spektren und der resultierenden Powerspektren der CWT Analyse. Obwohl sich die relativen Beiträge verschiedener Skalenbereiche zum Powerspektrum als Funktion des Impulsübertrages ändern, findet man eine gute Übereinstimmung der extrahierten charakteristischen Skalen. Einzige Ausnahme ist eine Skala bei 320 keV, die nur in dem Spektrum beim niedrigsten Impulsübertrag auftaucht. Sie ist eventuell auf den Einfluss der M1-Resonanz, die in ^{48}Ca in einem einzigen prominenten Übergang konzentriert ist [102], zurückzuführen. Dieser Übergang dominiert auch das oberste Spektrum in Abb. 9.14. Der Einfluss der M1-Resonanz bei dem kleinsten gemessenen q wurde auch in einer analogen Messung an ^{90}Zr beobachtet [74].

Die Analyse wurde an drei gemessenen Spektren durchgeführt. Die gemessenen $^{48}\text{Ca}(e,e')$ Spektren mit den entsprechenden Powerspektren sind in Abb. 9.14 dargestellt. Teil a) stellt ein Spektrum gemessen bei $E_0 = 42$ MeV dar. Teile b) und c) zeigen Spektren bei $E_0 = 66$ MeV und $E_0 = 82$ MeV. Die mit Pfeilen markierten charakteristischen Skalen zeigen eine gute Übereinstimmung in allen drei Spektren.

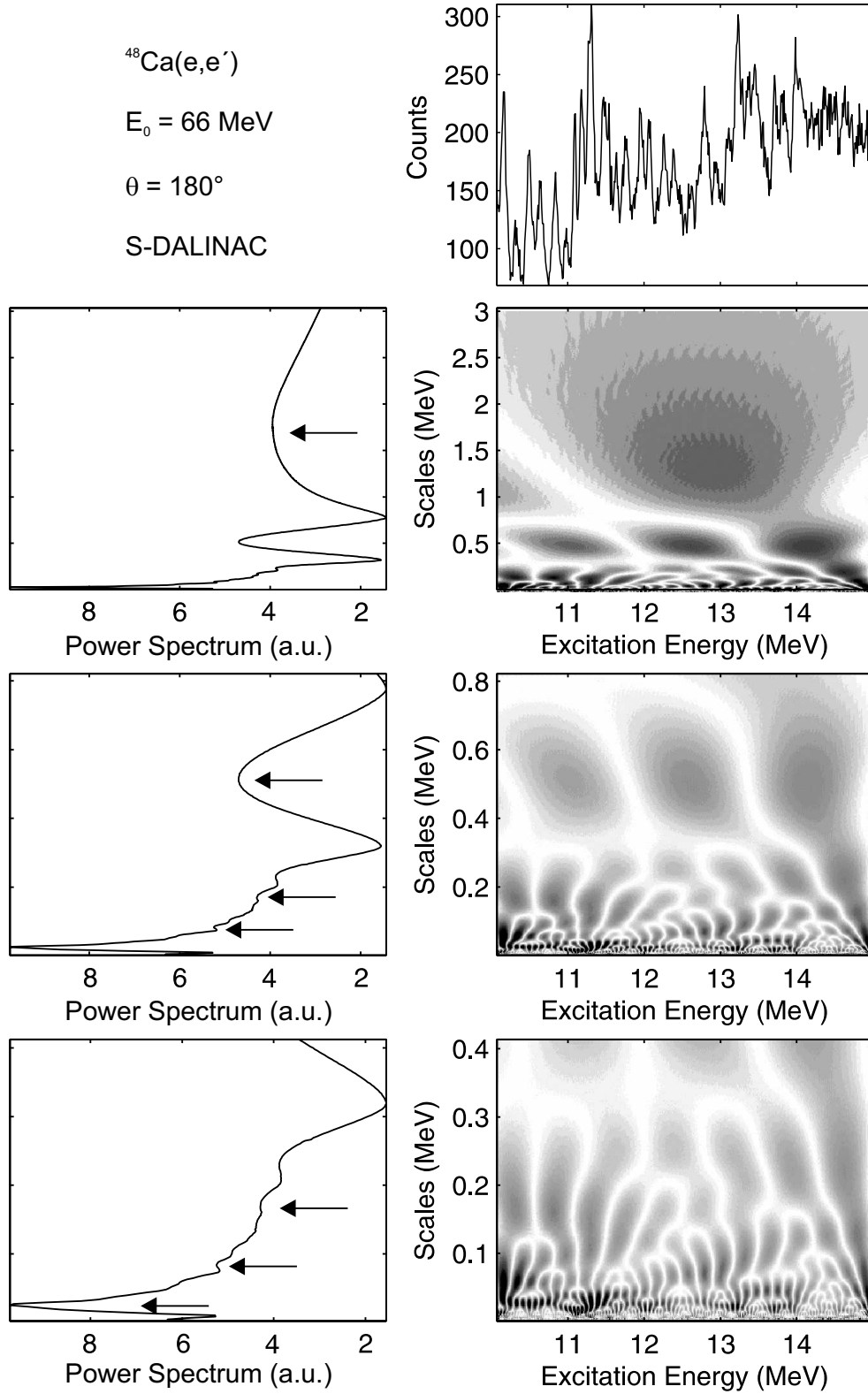


Abb. 9.13: CWT Analyse des Energiespektrums der $^{48}\text{Ca}(e,e')$ Reaktion gemessen bei $E_0 = 66 \text{ MeV}$ und unter $\theta = 180^\circ$.

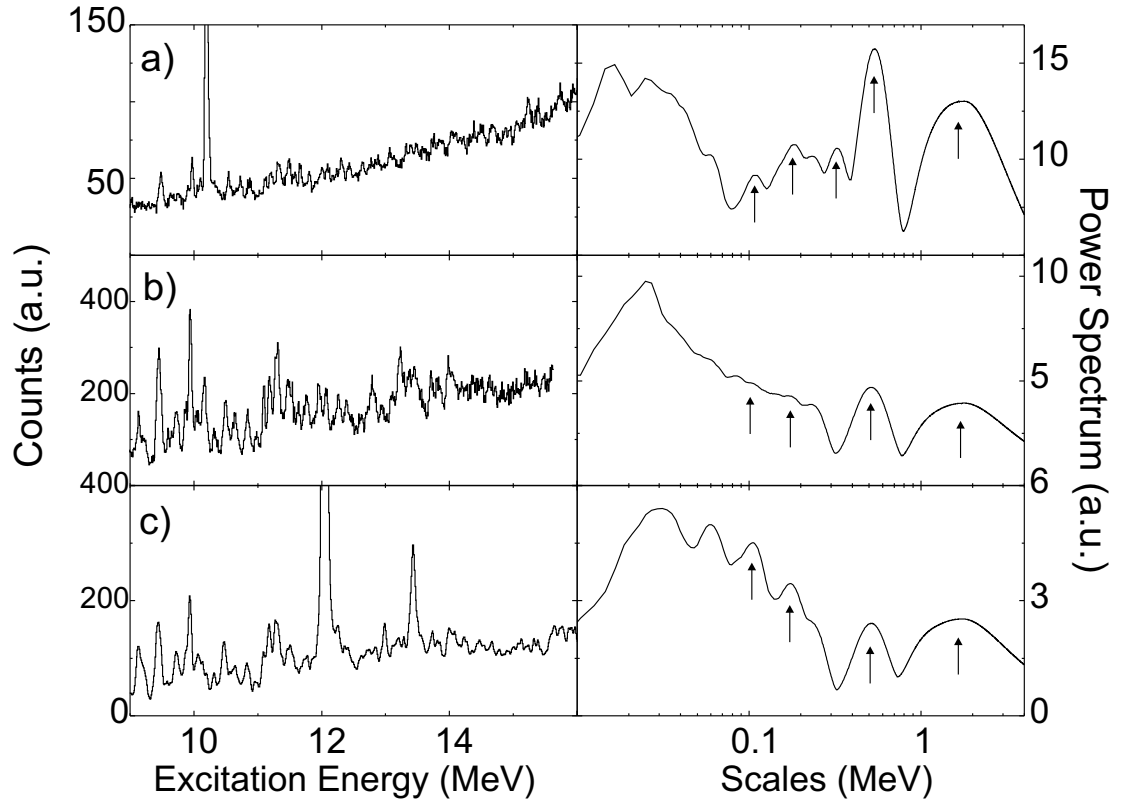


Abb. 9.14: Spektren der $^{48}\text{Ca}(e,e')$ Reaktion (links) gemessen bei Einschussenergien $E_0 = 42$ MeV (a), $E_0 = 66$ MeV (b), $E_0 = 82$ MeV (c) und unter einem Streuwinkel $\theta = 180^\circ$ zusammen mit den entsprechenden Powerspektren einer CWT Analyse (rechts). Charakteristische Skalen sind mit Pfeilen markiert.

Zur Interpretation der Daten wurden SRPA Rechnungen durchgeführt [25, 81], die auf der M3Y Wechselwirkung [103] basieren. Die Rechnungen wurden mit freien gyromagnetischen Faktoren durchgeführt. Die Beiträge der $2p$ - $2h$ Zustände zur Fragmentation sind für die verschiedenen Multipolaritäten unterschiedlich stark und äußern sich vor allem bei magnetischen Quadrupolanregungen (die hier untersucht werden) besonders deutlich.

Abbildung 9.15 zeigt die CWT Analyse der theoretischen M2 Stärkeverteilung für ^{48}Ca , wiederum separat für verschiedene Skalenbereiche (2.5 MeV, 800 keV, 300 keV). Die größte extrahierte Skala liegt bei 1.7 MeV. Bei mittleren Skalenwerten wird ein Maximum bei 400 keV gefunden. Weiter zeigt sich eine kleine Skala bei etwa 110 keV, die aber nicht durch den ganzen Resonanzbereich geht, sondern im Bereich der prominenten Strukturen um eine Anregungsenergie von etwa 12 MeV lokalisiert ist. Bei höheren Anregungsenergien ist eine Skala bei etwa 200 keV zu sehen (Kreis), die aber durch die Projektion des Powerspektrums auf den gesamten Anregungsenergiebereich keinem Maximum entspricht.

Tabelle 9.4 fasst die charakteristischen Skalen in ^{48}Ca aus den experimentellen Resultaten und der SRPA Rechnung zusammen. Die aus den SRPA-Rechnungen extrahierten charakteristischen Skalen stimmen recht gut mit den experimentellen Werten überein. Die kleinsten und größten charakteristischen Skalen bei 110 keV bzw. 1.7 MeV finden sich auch in den theoretischen Vorhersagen. Die experimentell beobachtete intermediäre Skala besitzt einen etwas größeren Wert als das SRPA Ergebnis. Die relativ schwach ausgeprägte Skala bei 180 keV findet sich in der Rechnung nicht.

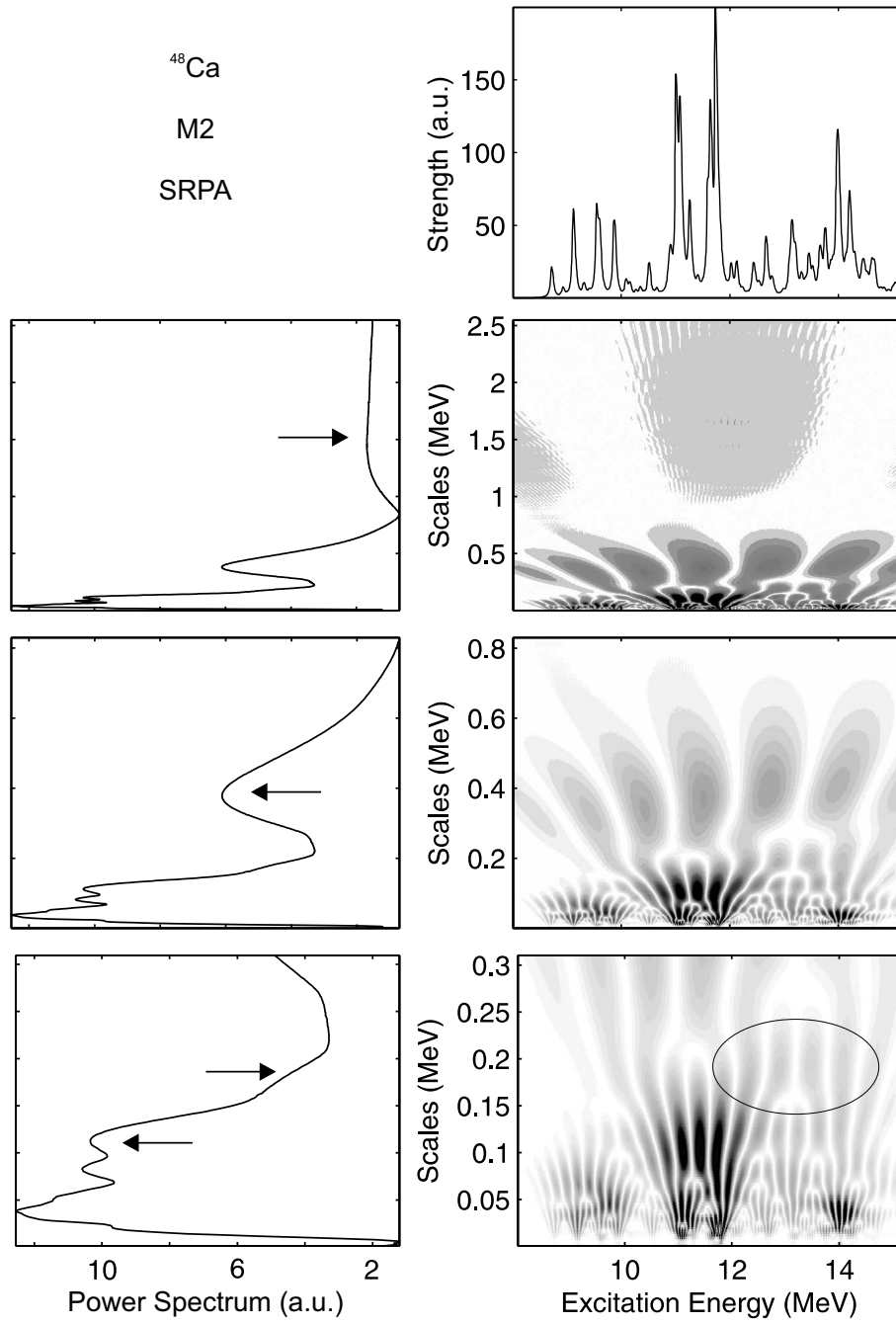


Abb. 9.15: CWT Analyse des Energiespektrums von ^{48}Ca aus SRPA Rechnungen unter Berücksichtigung der $2p-2h$ -Konfiguration.

Tab. 9.4: Charakteristische Skalen (in keV) für die M2-Resonanz in ^{48}Ca extrahiert mit Hilfe der Waveletanalyse der experimentellen Spektren gemessen von Neumeyer [81] am S-DALINAC im Vergleich zu SRPA Rechnungen.

Strahlenergie	I	II	III	IV	V
MeV					
42	100	180	320	540	1800
66	100	180		520	1800
82	100	170		520	1800
Mittel	100	180		530	1490
SRPA	110		400		1700

9.2.3 Spinabhängigkeit der Skalen in ^{48}Ca -Riesenresonanzen

Es ist interessant, die aus der Waveletanalyse gewonnenen Resultate für die isovektorielle E1- und M2-Resonanz zu vergleichen. Beide Moden lassen sich im Schalenmodell als $1\hbar\omega$ Anregungen interpretieren. Allerdings spielt die Restwechselwirkung eine unterschiedliche Rolle. Für isovektorielle E1 Anregungen ist sie stark repulsiv und führt zur Ausbildung einer kollektiven Mode, der Dipolriesenresonanz [104]. Die M2 Mode behält dagegen sehr viel stärker ihren 1T-1L Charakter und ihr Zentroid ist wenig verschoben gegenüber der ungestörten 1T-1L Energie [105]. Abbildung 9.16 zeigt den Vergleich der für die E1 und M2 Mode extrahierten Powerspektren in ^{48}Ca . Die charakteristischen Skalen sind mit Pfeilen markiert. Tabelle 9.5 fasst die Werte der charakteristischen Skalen in ^{48}Ca zusammen. Der Vergleich zeigt wenig Ähnlichkeiten. Weitergehende Interpretationen erfordern mikroskopische Rechnungen, mit denen man in der Lage ist, beide Moden mit vergleichbarer Qualität zu beschreiben.

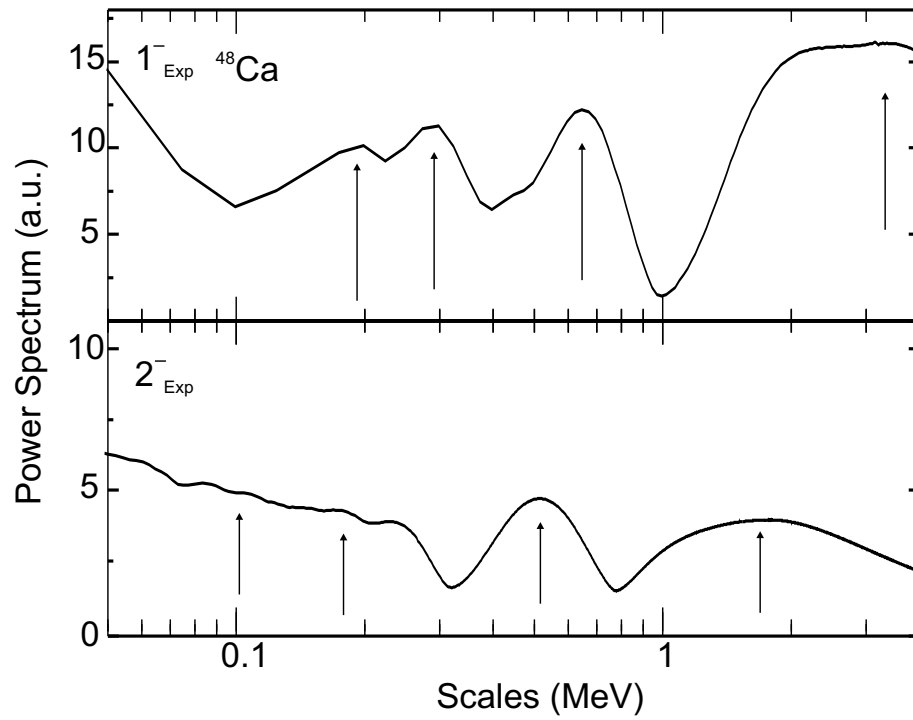


Abb. 9.16: Vergleich der ^{48}Ca Powerspektren für die 1^- - und 2^- -Resonanz.

Tab. 9.5: Charakteristische Skalen (in keV) für verschiedene Resonanzen in ^{48}Ca extrahiert mit Hilfe der Waveletanalyse.

Resonanz	I	II	III	IV	V
1^-		190	290	650	3300
2^-	100	180		530	1490

10 Zusammenfassung

Um die physikalischen Ursachen der Feinstruktur zu verstehen, ist eine Methode notwendig, mit der sich die charakteristischen Skalen extrahieren lassen. Eine neue Methode, die auf dem Wavelettransformationsverfahren basiert, wurde im Rahmen dieser Arbeit angewendet. Dieses Verfahren bietet die Möglichkeit, eine lokale Analyse durchzuführen, d.h. die Werte und die Positionen intrinsischer Skalen der Feinstruktur können bestimmt werden. Es ist auch möglich, die relative Bedeutung der Fluktuationen in ausgewählten Skalenbereichen für die Feinstruktur zu untersuchen. Die Waveletanalyse erlaubt ferner eine Bestimmung von Untergrundanteilen eines Spektrums, die wiederum Voraussetzung für eine Extraktion von Niveaudichten aus einer Analyse lokaler Fluktuationen ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Anwendungen beider Aspekte der Waveletanalyse auf verschiedene Fragestellungen hin untersucht. So liefert sie neue Einblicke in das altbekannte Problem intermediärer Strukturen in den Riesenresonanzen von ^{28}Si . Die Extraktion charakteristischer Skalen erlaubt eine mikroskopische Interpretation, wenn die Modelle die experimentell beobachteten Skalen reproduzieren können. Dies scheint für die isoskalare E2-Resonanz im Rahmen von SRPA-Rechnungen mit der realistischen UCOM-Wechselwirkung gut möglich zu sein [93], das gleiche Modell hat aber nur begrenzten Erfolg bei der Beschreibung der isovektoriellen E1-Resonanz. In ^{48}Ca wurde ein Vergleich der isovektoriellen E1- und M2-Resonanz vorgenommen, die beide im Schalenmodell als $1\hbar\omega$ Moden interpretiert werden können. Hier fehlen für eine weitergehende Interpretation allerdings Modelle, die die experimentellen Skalen erfolgreich wiedergeben.

Die Daten in ^{48}Ca wurden auch zur Bestimmung von Niveaudichten genutzt. Der Vergleich der 1^- und 2^- Zustandsdichten erlaubt einen Test der Spinabhängigkeit und ihrer Beschreibung in verschiedenen Modellen. Die auf der DWT basierende Methode zur Untergrundbestimmung setzt allerdings voraus, dass die untersuchte Resonanz ein kompaktes Signal auf dem Untergrund besitzt und der Untergrund sich als Polynom niedriger Ordnung approximieren lässt. Dann ist es allerdings möglich, selbst die Feinstruktur in Riesenresonanzen schwerer, deformierter Kerne (^{166}Er) zu analysieren, bei denen die Fluktuationen auf überlappende Niveaus (Ericson-Fluktuationen) zurückzuführen sind.

Literatur

- [1] F. Bumiller, M. Croissiaux, E. Dally, R. Hofstadter, Phys. Rev. **124** (1961) 1623.
- [2] L. Hand, D. Miller, R. Wilson, Rev. Mod. Phys. **35** (1963) 335.
- [3] T. Janssens, R. Hofstadter, E. Hughes, M. Yearian, Phys. Rev. **142** (1966) 922.
- [4] J. Murphy, Y. Shin, D. Skopik, Phys. Rev. **C9** (1974) 2125.
- [5] G. Simon, C. Schmitt, F. Borkowski, V. Walther, Nucl. Phys. **A333** (1980) 381.
- [6] M. McCord, H. Crannell, L. Fagg, J. O'Brien, D. Sober, J. Lightbody, X. Maruyama, P. Treado, Nucl. Instr. Meth. **B56/57** (1991) 496.
- [7] C. Wong, Int. J. Mod. Phys. **E3** (1994) 821.
- [8] P. Mergel, U. Meissner, D. Drechsel, Nucl. Phys. **A596** (1996) 367.
- [9] R. Rosenfelder, Phys. Lett. **B479** (2000) 381.
- [10] I. Sick, Phys. Lett. **B576** (2003) 62.
- [11] T. Udem, A. Huber, B. Gross, J. Reichert, M. Prevedelli, M. Weitz, T. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 2646.
- [12] K. Melnikov, T. van Ritbergen, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 1673.
- [13] D. B. Leinweber, T. Cohen, Phys. Rev. **D47** (1993) 2147.
- [14] E. J. Hackett-Jones, D. B. Leinweber, A. W. Thomas, Phys. Lett. **B494** (2000) 89.
- [15] M. A. Belushkin, H.-W. Hammer, U.-G. Meissner, Phys. Rev. **C75** (2007) 035202.
- [16] M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. **79** (1950) 615.
- [17] R. G. Sachs, Phys. Rev. **126** (1962) 2256.

- [18] I. Sick, *Precision Physics of Simple Atoms and Molecules*, in: Lecture Notes in Physics, Ed. S. G. Karshenboim, Vol. 745, Springer, Berlin / Heidelberg, 2008.
- [19] A. Richter, *Operational experience at the S-DALINAC*, in: Proc. of the Fifth EPAC, IOP Publishing, Bristol, 1996, p. 110.
- [20] J. Auerhammer, H. Genz, H. Gräf, R. Hahn, P. Hoffmann-Stascheck, C. Lüttge, U. Nething, K. Rühl, A. Richter, T. Rietdorf, P. Schardt, E. Spamer, O. Titze, J. Töpfer, H. Weise, Nucl. Phys. **A553** (1993) 841.
- [21] M. Knirsch, *Konzeption, Aufbau und Erprobung eines hochauflösenden QCLAM-Elektronenspektrometers mit großem Raumwinkel und hoher Impulsakzeptanz am Elektronenbeschleuniger S-DALINAC*, Dissertation D17, TH Darmstadt (1991).
- [22] K. D. Hummel, *Entwicklung, Aufbau und Inbetriebnahme eines Vieldrahtdriftkammer-Detektorsystems für das QCLAM-Spektrometer am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC*, Dissertation D17, TH Darmstadt (1992).
- [23] J. Horn, *Entwicklung und Integration eines schnellen Kontrollsystems für den S-DALINAC und Weiterentwicklung der Vieldrahtdriftkammern im QCLAM-Spektrometer*, Dissertation D17, TH Darmstadt (1997).
- [24] B. Reitz, A. M. van den Berg, D. Frekers, F. Hofmann, M. de Huu, Y. Kalmykov, H. Lenske, P. von Neumann-Cosel, V. Y. Ponomarev, S. Rackers, A. Richter, G. Schrieder, K. Schweda, J. Wambach, H. J. Wörtche, Phys. Lett. **B532** (2002) 179.
- [25] P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer, S. Nishizaki, V. Y. Ponomarev, C. Rangacharyulu, B. Reitz, A. Richter, G. Schrieder, D. I. Sober, T. Waind-zoch, J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1105.
- [26] P. von Neumann-Cosel, A. Richter, G. Schrieder, A. Shevchenko, A. Stiller, H. Arenhövel, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 202304.
- [27] S. Strauch, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, K. Schweda, J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2913.

- [28] H. Diesener, U. Helm, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, A. Stiller, J. Carter, Nucl. Phys. **A696** (2001) 272.
- [29] P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, S. Strauch, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2924.
- [30] E. Heid, *Konzeption, Aufbau und Erprobung einer Goniometersteuerung am QCLAM-Spektrometer-Messplatz des supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleunigers S-DALINAC*, Diplomarbeit, TH Darmstadt, unveröffentlicht (1993).
- [31] H. Diesener, U. Helm, G. Herbert, V. Huck, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, A. Stiller, J. Ryckebusch, J. Carter, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1994.
- [32] J. von Neumann, *Various techniques used in connection with random digits. Monte Carlo methods*, Nat. Bureau Standards 12, 1951, p. 36.
- [33] Particle interactions with matter, <http://www.srim.org>.
- [34] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley, New York, 1979.
- [35] MBS, <http://daq.gsi.de>.
- [36] LynxOS, Echtzeitbetriebssystem, <http://www.linuxworks.com>.
- [37] Creative Electronic Systems, Grand-Lancy, Schweiz, <http://www.ces.ch>, Datasheet: RIO3 8064 VME Processor boards (2004).
- [38] J. Adamczewski, M. Al-Turany, D. Bertini, H. Essel, N. Kurz, S. Linev, M. Richter, IEEE Trans. Nucl. Sci. **51** (2004) 565.
- [39] J. Adamczewski, M. Al-Turany, D. Bertini, H. Essel, M. Hemberger, N. Kurz, M. Richter, IEEE Trans. Nucl. Sci. **49** (2001) 521.
- [40] R. Brun, F. Rademakers, Nucl. Instr. Meth. **A389** (1997) 81.
- [41] D. Hoffmann, G. Sobotta, K. Becker, H. Genz, A. Richter, G. Schrieder, Nucl. Instr. Meth. **118** (1974) 321.

- [42] A. Sada, S. V. Springham, D. Branford, T. Davinson, A. C. Shotter, J. Yorkston, J. C. McGeorge, J. D. Kellie, S. J. Hall, R. Beck, P. Jennewein, B. Schoch, Nucl. Phys. **A551** (1993) 125.
- [43] P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, S. Strauch, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2924.
- [44] G. Pausch, W. Bohne, D. Hilscher, Nucl. Instr. Meth. **A337** (1994) 573.
- [45] G. Pausch, W. Bohne, D. Hilscher, H.-G. Ortlepp, D. Polster, Nucl. Instr. Meth. **A349** (1994) 281.
- [46] C. Ammerlaan, R. Rumphorsta, L. Koerts, Nucl. Instr. Meth. **22** (1963) 189.
- [47] A. Alberigi Quaranta, M. Martini, G. Ottaviani, G. Zanarini, Nucl. Instr. Meth. **57** (1967) 131.
- [48] W.-D. Emmerich, K. Frank, A. Hofmann, A. Dittner, J. Klein, R. Stock, Nucl. Instr. Meth. **83** (1970) 131.
- [49] T. Kitahara, H. Geissel, S. Hofmann, G. Münzenberg, P. Armbruster, Nucl. Instr. Meth. **178** (1980) 201.
- [50] J. England, G. Field, T. Ophel, Nucl. Instr. Meth. **A280** (1989) 291.
- [51] S. S. Klein, H. A. Rijken, Nucl. Instr. Meth. **66** (1992) 393.
- [52] M. Martini, J. W. Mayer, K. R. Zanio, Ed. R. Wolfe, in: *Applied Solid State Science*, Academic Press, New York, 1972, p. 181.
- [53] A. Fazzi, S. Agosteo, A. Pola, V. Varoli, P. Zotto, IEEE Trans. Nucl. Sc. **51** (2004) 1049.
- [54] A. van der Woude, *Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei*, Ed. J. Speth, World Scientific, Singapore, 1991, p. 160.
- [55] M. Harakeh, A. van der Woude, *Giant Resonances: Fundamental High-Frequency Modes of Nuclear Excitation*, Oxford University Press, Oxford, 2001.

- [56] P. Bortignon, A. Bracco, R. Broglia, *Giant Resonances: Nuclear Structure at Finite Temperature*, Harwood Academic, Amsterdam, 1998.
- [57] A. Shevchenko, *Fine Structure of the Isoscalar Giant Quadrupole Resonance from High-Resolution Inelastic Proton Scattering Experiments*, Dissertation D17, TU Darmstadt (2005).
- [58] H. Aiba, M. Matsuo, Phys. Rev. **C60** (1999) 034307.
- [59] H. Aiba, M. Matsuo, S. Nishizaki, T. Suzuki, Phys. Rev. **C68** (2003) 054316.
- [60] D. Lacroix, A. Mai, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, J. Wambach, Phys. Lett. **B479** (2000) 15.
- [61] A. Shevchenko, J. Carter, R. W. Fearick, S. V. Förtsch, H. Fujita, Y. Fujita, Y. Kalmykov, D. Lacroix, J. J. Lawrie, P. von Neumann-Cosel, R. Neveling, V. Y. Ponomarev, A. Richter, E. Sideras-Haddad, F. D. Smit, J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 122501.
- [62] A. Shevchenko, J. Carter, G. R. J. Cooper, R. W. Fearick, Y. Kalmykov, P. von Neumann-Cosel, V. Y. Ponomarev, A. Richter, I. Usman, J. Wambach, Phys. Rev. **C77** (2008) 024302.
- [63] A. Shevchenko, O. Burda, J. Carter, G. R. J. Cooper, R. W. Fearick, S. V. Förtsch, H. Fujita, Y. Fujita, Y. Kalmykov, D. Lacroix, J. J. Lawrie, P. von Neumann-Cosel, R. Neveling, V. Y. Ponomarev, A. Richter, E. Sideras-Haddad, F. D. Smit, J. Wambach, Phys. Rev. **C79** (2009) 044305.
- [64] Y. Kalmykov, *Fine Structure of the Gamow-Teller Resonance in ^{90}Nb and ^{168}Tm Studied with the $(^3\text{He}, t)$ Reaction at \mathcal{O}°* , Dissertation D17, TU Darmstadt (2004).
- [65] Y. Kalmykov, T. Adachi, G. P. A. Berg, H. Fujita, K. Fujita, Y. Fujita, K. Hatanaka, J. Kamiya, K. Nakanishi, P. von Neumann-Cosel, V. Y. Ponomarev, A. Richter, N. Sakamoto, Y. Sakemi, A. Shevchenko, Y. Shimbara, Y. Shimizu, F. D. Smit, T. Wakasa, J. Wambach, M. Yosoi, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 012502.
- [66] A. Tamii, T. Adachi, J. Carter, M. Dozono, H. Fujita, Y. Fujita, K. Hatanaka, H. Hashimoto, T. Kaneda, M. Itoh, T. Kawabata, H. Matsubara,

- K. Nakanishi, P. von Neumann-Cosel, H. Okamura, A. Perez, I. Poltoratska, V. Ponomarev, L. Popescu, A. Richter, B. Rubio, H. Sakaguchi, Y. Sakemi, Y. Sasamoto, Y. Shimbara, Y. Shimizu, F. Smit, Y. Tameshige, M. Yosoi, J. Zenihiro, K. Zimmer, Nucl. Phys. **A788** (2007) 53c.
- [67] P. Hansen, B. Jonson, A. Richter, Nucl. Phys. **A518** (1990) 13.
- [68] Y. Alhassid, G. F. Bertsch, S. Liu, H. Nakada, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 4313.
- [69] D. Moclaj, T. Rauscher, G. Martínez-Pinedo, K. Langanke, L. Pacearescu, A. Faessler, F.-K. Thielemann, Y. Alhassid, Phys. Rev. **C75** (2007) 045805.
- [70] T. Ericson, Adv. Phys. **9** (1963) 425.
- [71] I. Daubechies, *Ten lectures on wavelets*, SIAM, 1992.
- [72] E. R. Coifman, *Wavelets and their Applications*, Jones and Barlett, Boston, 1992.
- [73] C. Torrence, G. Compo, Bull. Amer. Meteor. Soc. **79** (1998) 61.
- [74] I. Ireland, R. Walsh, R. Harrison, E. Priest, Astron. Astrophys. **347** (1999) 355.
- [75] A. Fedorova, M. Zeitlin, Z. Parsa, in: Proc. PAC97, Vol. 2, 1998, pp. 1502, 1505, 1508.
- [76] B. Jonson, E. Hagberg, P. Hansen, P. Hornshøj, P. Tidemand-Petersson, in: Proc. 3rd Int. Conf. on Nuclei far from Stability, CERN **76–13**, Cargèse, 1976, p. 277.
- [77] P. Hansen, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **29** (1979) 69.
- [78] S. Müller, *Untersuchung trasversaler elektrischer Dipolanregungen in ^{90}Zr und Bestimmung von Protonen und Neutronen Spin-Flip Amplituden in der Anregung des $J^\pi = 1^+$ Zustands bei $E_X = 5.845 \text{ MeV}$ in ^{208}Pb mit unelastischer Elektronenstreuung*, Dissertation D17, TH Darmstadt (1983).
- [79] E. Wigner, *Statistical Theories of Spectra: Fluctuations*, Academic Press, New York, 1965, p. 200.

- [80] C. Porter, R. Thomas, Phys. Rev. **104** (1956) 483.
- [81] F. Neumeyer, *Untersuchung magnetischer Kernanregungen in ^{48}Ca und ^{90}Zr mit hochauflösender Elektronenstreuung unter 180° am S-DALINAC*, Dissertation D17, TU Darmstadt (1997).
- [82] K. Eberhard, A. Richter, in: *Proc. Int. Conf. Statistical Properties of Nuclei*, Ed. J.B. Garg, Plenum Press, New York, 1972, p. 139.
- [83] S. Strauch, *Untersuchung der Anregungen und des Zerfalls elektrischer Riesenresonanzen in der Reaktion $^{48}\text{Ca}(e, e'n)$* , Dissertation D17, TU Darmstadt (1998).
- [84] O. Bohigas, *Chaos and Quantum Physics*, Elsevier, Amsterdam, 1991.
- [85] T. Rauscher, F.-K. Thielemann, K.-L. Kratz, Phys. Rev. **C58** (1997) 1613.
- [86] T. von Egidy, H. Schmidt, A. Behkami, Nucl. Phys. **A481** (1988) 189.
- [87] S. Hilaire, S. Goriely, Nucl. Phys. **A779** (2006) 63.
- [88] P. Demetriou, S. Goriely, Nucl. Phys. **A695** (2001) 95.
- [89] A. Friebel, *Hochauflösende Elektronenstreuung an ^{28}Si bei kleinem Impulsübertrag und Untersuchung der magnetischen und elektrischen Quadrupolriesenresonanz*, Dissertation D17, TH Darmstadt (1981).
- [90] K. van der Borg, M.N. Harakeh, A. van der Woude, Nucl. Phys. **A365** (1981) 243.
- [91] K. T. Knöpfle, H. Riedesel, K. Schindler, G. J. Wagner, C. Mayer-Böricke, W. Oelert, M. Rogge, P. Turek, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 1372.
- [92] P. P. Singh, R. E. Segel, L. Meyer-Schutzmeister, S. S. Hanna, R. G. Allas, Nucl. Phys. **65** (1965) 577.
- [93] I. Usman, Ph.D. thesis, University of the Witwatersrand, Johannesburg, in Vorbereitung.
- [94] P. P. Singh, R. E. Segel, L. Meyer-Schützmeister, S. S. Hanna, R. G. Allas, Nucl. Phys. **65** (1965) 577.

- [95] H. Feldmeier, T. Neff, R. Roth, J. Schnack, Nucl. Phys. **A632** (1998) 61.
- [96] T. Neff, H. Feldmeier, Nucl. Phys. **A713** (2003) 311.
- [97] R. Roth, T. Neff, H. Hergert, H. Feldmeier, Nucl. Phys. **A745** (2004) 3.
- [98] R. B. Wiringa, V. G. J. Stoks, R. Schiavilla, Phys. Rev. **C51** (1995) 38.
- [99] P. Papakonstantinou, R. Roth, N. Paar, Phys. Rev. **C75** (2007) 014310.
- [100] R. Roth, private Mitteilung.
- [101] P. Papakonstantinou, private Mitteilung.
- [102] W. Steffen, H.-D. Gräf, W. Gross, D. Meuer, A. Richter, E. Spamer, O. Titze, W. Knüpfen, Phys. Lett. **B95** (1980) 23.
- [103] S. Drozd, S. Nishizaki, J. Speth, J. Wambach, Phys. Rep. **197** (1990) 1.
- [104] G. E. Brown, M. Bolsterli, Phys. Rev. Lett. **3** (1959) 472.
- [105] A. Richter, W. Knüpfen, in: *Electron and Pion Interactions with Nuclei at Intermediate Energies*, Ed. W. Bertozzi, S. Costa, C. Schaerf, Harwood Academic Publishers, Chur, London, New York, 1979, p. 241.

Danksagung

Diese Arbeit wurde nur durch das Zusammenwirken vieler möglich, denen ich an dieser Stelle herzlich danken möchte.

Herrn Professor Dr. Dr. h.c. mult. Achim Richter danke ich sehr nicht nur dafür, dass er mich in seine Arbeitsgruppe aufnahm und mir damit die Möglichkeit gab, an der Technischen Universität Darmstadt zu promovieren, sondern auch für sein stetes Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Herrn Professor Dr. Peter von Neumann-Cosel bin ich für die ständige Unterstützung meiner Arbeit, seine enorme Hilfe bei der Interpretation der Daten und die Korrektur des Manuskriptes der vorliegenden Arbeit recht herzlich dankbar. Herrn Professor Dr. Jochen Wambach danke ich für die Übernahme des Korreferats. I am very grateful to Prof. Dr. R. Roth and Dr. P. Papakonstantinou for providing me with SRPA calculations.

Herrn Dr. Gerhardt Schrieder möchte ich für die Unterstützung und zahlreichen Diskussionen vor und während der Strahlzeit danken. Herrn Jürgen von Kalben möchte ich für die fruchtbaren Diskussionen und die Herstellung der Siliziumdetektoren danken. Allen Mitarbeitern der Mechanik- und Elektronikwerkstatt danke ich für die Anfertigung von Bauteilen und Elektronik für das Experiment. Zusätzlich bin ich der Beschleunigermannschaft und der Betriebsgruppe für ihre Hilfe und Zusammenarbeit dankbar.

Herrn Dr. Harald Genz danke ich herzlich für die Zusammenarbeit bei verschiedenen Veranstaltungen und seine Hilfe und Unterstützung in alltäglichen Fragen und Problemen.

Bei meinen Freunden und Kollegen aus dem IKP, insbesondere Dr. A. Shevchenko, Dr. O. Burda, Dr. M. Chernykh, Dr. F. Schäfer und I. Poltoratska möchte ich mich oftmals für die freundliche Unterstützung und Hilfe während der Zusammenstellung dieses Manuskriptes bedanken.

Mein besonderer Dank gilt meinem Freund Jens Conrad für seine Mühe, Geduld und Unterstützung in schwierigen Situationen.

Diese Arbeit wurde gefördert durch die Mittel der DFG im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 634.

Lebenslauf

Inna Pysmenetska

19. November 1981	Geboren in Kharkiv, Ukraine
1988 – 1998	Besuch der Sekundärschule Nr. 62, Kharkiv, Ukraine
1998 – 2004	Studium der Physik an der Fakultät für Physik und Technik der Karazin Kharkiv National University, Ukraine, Vertiefungsrichtung Kernphysik
2001 - 2002	Praktikum an der Karazin Kharkiv National University, Ukraine, Bachelorstudiumabschluss mit Auszeichnung. Thema: "Numerical methods of investigation of differential cross sections and potential functions of elastic scattering"
Juli 2003 - Feb. 2004	Diplompraktikum am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt
Februar 2004	Abschluss des Studiums mit Master of Science mit Auszeichnung. Thema: "Investigation of the two-phonon quadrupole-octupole 1^- state in ^{112}Sn with Nuclear Resonance Fluorescence"
März 2004 - Juli 2004	Gastwissenschaftler am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt
Aug. 2004 - Juli 2007	Stipendiatin der Technischen Universität Darmstadt
seit August 2007	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt

Erklärung:

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen habe.

Darmstadt, im Juni 2009